UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

# ÉTUDE D'UN SCHÉMA DE CALCUL POUR LA DÉTERMINATION DES SECTIONS EFFICACES D'UN CŒUR DE REP

AGNÈS CASENAVE
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE ÉNERGÉTIQUE)
AVRIL 2012

© Agnès Casenave, 2012.

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

# ÉTUDE D'UN SCHÉMA DE CALCUL POUR LA DÉTERMINATION DES SECTIONS EFFICACES D'UN CŒUR DE REP

présenté par : CASENAVE Agnès
en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées
a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. MARLEAU Guy, Ph.D., président
M. HÉBERT Alain, D.Ing., membre et directeur de recherche
M. SARGENI Antonio, Ph.D., membre et codirecteur de recherche
M. NORMAND Benoît, Ph.D., membre

*À tous mes professeurs, directeurs de projet et camarades,*
*qui aujourd'hui comme hier me font aimer la science...*

# REMERCIEMENTS

Entre mai et novembre 2011, j'ai effectué un stage à l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN). Il s'agissait à la fois pour moi d'un stage de fin d'études (du point de vue de ma scolarité française) et d'un stage de maîtrise (du point de vue de ma scolarité canadienne). Il s'insérait dans un cursus de spécialisation à l'École Polytechnique de Montréal en génie énergétique et nucléaire. J'avais donc suivi deux trimestres de cours qui m'ont familiarisée avec la physique des réacteurs nucléaires, et surtout avec la neutronique.

J'ai eu la chance à l'IRSN de me pencher sur une problématique riche, au sein d'un service qui regroupe des profils divers. Ce passage de l'académique à la pratique m'a permis de répondre à certaines questions qui s'étaient posées à moi en cours, sur l'utilisation des différents codes de simulation qui avaient été évoqués. Il en a également fait émerger de nouvelles, sur l'organisation de la filière nucléaire en France. Il fait pivot, en somme, entre la fin d'une scolarité et le début d'une vie professionnelle.

C'est pourquoi je suis très reconnaissante envers les personnes que j'ai pu rencontrer au long de ce cursus, qui ont toutes été toujours accueillantes, pédagogues et ouvertes à la discussion. Je remercie Alain Hébert, mon directeur de recherche, qui m'aura ouvert la porte de la physique des réacteurs. Je remercie Jean Koclas, Nicolas Martin et Alberto Teyssedou, dont les cours m'ont éclairée et donné du recul sur le domaine. Je remercie Guy Marleau, le directeur de l'Institut de Génie Nucléaire (IGN), toujours disponible. Merci aussi aux étudiants de l'IGN, en la compagnie de qui j'ai découvert une nouvelle discipline, et en particulier à Cédric Laville, toujours prêt à m'aider à débloquer une question.

Je remercie bien sûr Antonio Sargeni, mon maître de stage, pour sa supervision constante et sa bienveillance, et pour m'avoir guidée lorsqu'il s'agissait que je trie et mette en pratique mes connaissances académiques. Je remercie également Franck Dubois, le directeur du Bureau chargé du développement des Méthodes et de la Gestion des outils de Simulation (BMGS), ainsi que toute l'équipe du BMGS, agents, employés ou stagiaires, pour leur ouverture, leur goût du dialogue, et pour l'ambiance de travail agréable dans laquelle j'ai eu la chance de passer six mois.

# RÉSUMÉ

Ce travail a été encadré par l'École Polytechnique de Montréal et l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN).

Il s'inscrit dans un effort de modélisation des Réacteurs à Eau Pressurisée à l'aide de différents codes informatiques emboîtés fonctionnant en interaction les uns avec les autres. Au sein de l'IRSN, les codes actuellement en place pour l'usage courant sont :

- **APOLLO version 2**. Un code de neutronique de réseau, qui établit des bibliothèques multiparamétrées, lesquelles décrivent le comportement des assemblages sous toutes conditions d'exploitation ;
- **CRONOS version 2**. Un code de neutronique de cœur, qui lit les bibliothèques multiparamétrées et résoud l'équation de la diffusion sur le cœur ;
- **FLICA version 4**. Un code de thermohydraulique de cœur, qui à partir des résultats de la neutronique calcule l'état thermohydraulique du cœur ;
- **CATHARE version 2**. Un code de thermohydraulique de système, qui calcule ensuite l'état des circuits primaire et secondaire.

Les trois derniers codes CRONOS, FLICA et CATHARE sont regroupés en une chaîne de calcul appelée HEMERA. L'objectif de ce projet était d'étudier, à l'entrée de cette chaîne, la faisabilité du remplacement de APOLLO par un code développé à l'École Polytechnique de Montréal, DRAGON version 4. En effet, rendre possible une telle substitution serait intéressant pour l'IRSN du point de vue de l'indépendance des résultats obtenus.

Dans les faits, ce remplacement n'a pas été rendu fonctionnel puisque CRONOS ne lisait pas les bibliothèques multiparamétrées générées par DRAGON (au format SAPHYB), probablement à cause d'un problème de compatibilité des versions. On a donc :

- Testé la pertinence du recours à DRAGON pour établir à des bibliothèques multiparamétrées ;
- Comparé DRAGON et APOLLO ;
- Branché DRAGON au code de neutronique de cœur PARCS et comparé les résultats à ce que l'on obtient grâce au couple APOLLO-CRONOS.

L'objectif pour l'IRSN n'est pas d'obtenir des résultats identiques avec DRAGON et APOLLO, mais d'obtenir de part et d'autre des résultats pertinents et de comprendre les différences. Tout au long du projet, les bibliothèques de sections efficaces microscopiques utilisées sont différentes : JEFF3.1. pour DRAGON et JEF2.2 pour APOLLO. Les schémas de calculs utilisés sont différents également, avec un schéma à simple niveau pour APOLLO (méthode des $P_{ij}$) et à double niveau pour DRAGON (méthode des $P_{ij}$ suivie de la méthode

$MOC$).

Dans un premier temps, on s'est demandé quels calculs étaient à effectuer avec DRAGON pour obtenir des bibliothèques multiparamétrées suffisamment précises. Pour cela, on a fait varier les différents paramètres d'exploitation de l'assemblage (température du combustible $T_f$, température du modérateur $T_m$, densité du modérateur $D_m$ et concentration en bore $C_b$, en laissant fixés la position des barres de contrôle $S_b$ et le burnup $Bu$) et évalué la précision des calculs. On s'est demandé comment espacer les points de mesure selon ces quatre paramètres pour à la fois réduire le nombre de calculs d'assemblage à effectuer et donner une vision précise de la réponse de l'assemblage. Il en ressort qu'à type de combustible donné, burnup donné et position des barres de contrôle donnée, 2340 calculs d'assemblage sont nécessaires.

Dans un second temps, on a cherché à comparer les résultats fournis par DRAGON aux résultats fournis par APOLLO. Les calculs effectués ici sont des calculs d'évolution pour différentes grandeurs de réponse de l'assemblage (cœfficient multiplicatif infini $k_\infty$, sections efficaces macroscopiques, taux de production). On constate des écarts significatifs, de l'ordre de quelques %. Ces écarts ont tendance à augmenter avec le burnup, indiquant des différences dans le traitement des calculs d'évolution. En outre, lorsque l'autoprotection des résonances est effectuée à la volée lors du calcul d'évolution, DRAGON semble être plus cohérent qu'APOLLO, qui va présenter une discontinuité. On constate également que le schéma à double niveau de DRAGON influence peu, par rapport au simple niveau, les résultats homogénéisés sur l'assemblage comme le $k_\infty$. Par contre, on peut penser que le double niveau est plus précis pour établir des distributions spatiales, grâce à une discrétisation plus fine au second niveau. Il pourrait donc être mieux adapté à la modélisation d'assemblages hétérogènes, en particulier les assemblages au $MOX$ et au gadolinium.

Dans un dernier temps, on a effectué des calculs de neutronique de cœur entier, d'un côté grâce à DRAGON et PARCS, de l'autre grâce à APOLLO et CRONOS. On s'est intéressé à des cœurs de Réacteur à Eau Pressurisée à 157 assemblages. On a effectué les calculs à différents points de burnup, pour un cœur chargé à "parité $MOX$", avec 2/3 d'assemblages à l'$UO_2$ et 1/3 d'assemblages au $MOX$. On obtient alors des résultats présentant des différences pouvant aller jusqu'à un facteur 2, difficiles à interpréter. En effet, les différences proviennent d'une part de l'écart entre les données d'entrée (DRAGON pour PARCS, APOLLO pour CRONOS), et d'autre part des différences dans la résolution de l'équation de la diffusion (méthode des différences finies couplée à la méthode nodale pour PARCS, éléments finis de Raviart-Thomas-Nédélec pour CRONOS).

On a donc établi ici que DRAGON constitue un bon candidat pour être utilisé par l'IRSN en parallèle d'APOLLO, à condition que les SAPHYB qu'il génère soient correctement lues par CRONOS. Dans une moindre mesure, PARCS peut être utilisé pour confronter les résul-

tats fournis par CRONOS.

# ABSTRACT

The French nuclear reactors dedicated to electricity production are Pressurized Water Reactors (PWR). Their modelization requires using different nuclear simulation softwares, which reflect the fuctionning of different systems (the neutrons in fuel assemblies, the neutrons in the core, the fluids in the core and the fluids in the primary and secondary sides). The lattice code deals with the behaviour of neutrons in an assembly. The full-core code deals with the behaviour of neutrons in the core. Two thermal hydrolics codes calculate the thermal state respectively of the core and of the system as a whole.

The Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) is the institution in charge of the technical evaluation of the French power plants safety. As of today, the IRSN uses four codes developed by the French industry. These are APOLLO2 (lattice neutronics code), CRONOS2 (full-core neutronics code), FLICA4 (thermal hydraulics core code) and CATHARE2 (thermal hydraulics system code). The three last codes interact within the calculation chain HEMERA.

In order to provide an input to this chain, this project aimed at studying the possibility of a replacement of APOLLO2 by DRAGON4, which is an academic code developed in Montreal at the Institut de Génie Nucléaire (IGN). Indeed, such a substitution could provide an interesting double-check of the calculations, and a greater independance of the results found at the IRSN. Therefore, when obtaining new alternative results, the goal was not to reproduce exactly the existing calculations, but to remain relevant and to understand where the possible differences come from. The calculations with DRAGON and APOLLO were executed with a different microscopic library and a different calculation scheme (respectively JEFF3.1. and double-level *versus* JEF2.2. and simple-level).

We were not able to make calculations by coupling DRAGON and HEMERA, as the interface between the two codes proved to be non-functional. The lattice code produces multi-parameter libraries which are read by HEMERA. However, the libraries produced by DRAGON under the SAPHYB format were not read properly. The goal of the project was then to realize the lattice calculations necessary to the implementation of the libraries anyway, without concatenating them. A comparison of DRAGON and APOLLO has then been performed, as well as a comparison between the results given on the one hand by APOLLO and CRONOS and on the other hand by DRAGON and PARCS, an alternative full-core neutronics code.

We concluded that, for each condition of fuel, burnup and control rods position, at least 2340 lattice calculations with DRAGON were mandatory in order to obtain a sufficient pre-

cision. We also noticed that the results produced by DRAGON and APOLLO were similar, even if some important differences existed. In particular, given the double-level scheme used with DRAGON, the spatially distributed values tended to show more differences when computed by DRAGON and APPOLO, as opposed to the homogenized values such as the assembly $k_\infty$. This suggests that the new implementation could be more precise, for example in flux calculations for heterogeneous assemblies, especially with $MOX$ fuel or with rods poisoned with gadolinium.

In short, DRAGON would be a good candidate for a substitution of APOLLO if needed, under the condition that the generated SAPHYB could be brought up to date. Still, further studies need to be performed in order to understand better the differences between the results of the two modelization strategies.

# TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE . . . . . iii

REMERCIEMENTS . . . . . iv

RÉSUMÉ . . . . . v

ABSTRACT . . . . . viii

TABLE DES MATIÈRES . . . . . x

LISTE DES TABLEAUX . . . . . xv

LISTE DES FIGURES . . . . . xvi

LISTE DES ANNEXES . . . . . xviii

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS . . . . . xix

INTRODUCTION . . . . . 1

CHAPITRE 1 Contexte et objectifs . . . . . 4
1.1 Présentation de l'IRSN et objectifs initiaux du stage . . . . . 4
1.1.1 L'IRSN et le BMGS . . . . . 4
1.1.2 La chaîne de calcul HEMERA . . . . . 5
1.1.3 En entrée de CRONOS, les SAPHYB générées par APOLLO . . . . . 6
1.1.4 Pertinence et problématique du stage . . . . . 6
1.2 Déroulement effectif du stage . . . . . 7
1.3 Les codes utilisés . . . . . 8
1.3.1 Codes de réseau, neutronique d'assemblage . . . . . 8
1.3.2 Codes de cœur, neutronique de cœur . . . . . 8
1.3.3 Codes de thermohydraulique intégrés dans HEMERA . . . . . 9

CHAPITRE 2 Neutronique . . . . . 10
2.1 L'équation de Boltzmann . . . . . 10
2.1.1 Notions de base . . . . . 10
2.1.2 Position de l'équation sous sa forme différentielle . . . . . 11

2.1.3 Forme caractéristique de l'équation de Boltzmann . . . . . 12
2.1.4 Forme intégrale de l'équation de Boltzmann . . . . . 12
2.2 Discrétisation multigroupe et fermeture de l'équation de Boltzmann . . . . . 13
2.2.1 Discrétisation multigroupe . . . . . 13
2.2.2 Terme de source . . . . . 14
2.2.3 Fermeture du problème . . . . . 15
2.3 Résolution de l'équation de Boltzmann multigroupe pour le calcul d'assemblage 16
2.3.1 La méthode des probabilités de collision $P_{ij}$ . . . . . 17
2.3.2 La méthode des caractéristiques $MOC$ . . . . . 19
2.3.3 Discussion comparée des méthodes $CP$ et $MOC$ . . . . . 20
2.4 Résolution de l'équation de la diffusion à deux groupes pour le calcul de cœur 21
2.4.1 L'équation de la diffusion et la réduction de $\vec{\Omega}.\vec{\nabla}$ . . . . . 21
2.4.2 Problème aux valeurs propres . . . . . 22
2.4.3 La méthode de PARCS : couplage entre méthode aux différences finies et méthode nodale . . . . . 23
2.4.4 La méthode aux éléments finis de CRONOS . . . . . 25
2.5 Éléments de calcul neutronique . . . . . 27
2.5.1 Autoprotection des résonances . . . . . 27
2.5.2 Modèles de fuite des neutrons . . . . . 29
2.5.3 Condensation et homogénéisation ; équivalence . . . . . 30
2.5.4 Évolution isotopique . . . . . 31

CHAPITRE 3 Bibliothèques multiparamétrées . . . . . 33
3.1 Les bibliothèques multiparamétrées . . . . . 33
3.1.1 Intérêt . . . . . 33
3.1.2 Fonctionnement général dans HEMERA . . . . . 33
3.1.3 Tabulation des SAPHYB dans HEMERA . . . . . 34
3.1.4 Contenu des SAPHYB dans HEMERA . . . . . 37
3.1.5 Lecture des SAPHYB par CRONOS, l'interpolation linéaire . . . . . 37
3.1.6 De CRONOS à PARCS . . . . . 37
3.2 Le problème rencontré au niveau des SAPHYB . . . . . 38
3.3 Les schémas de calcul auxquels on a eu recours, simple et double niveau . . . . 38
3.3.1 Schémas de calcul pour les calculs d'assemblage . . . . . 39
3.3.2 Calculs d'évolution et autoprotections à la volée . . . . . 40
3.3.3 Calculs de diffusion sur le cœur . . . . . 41

CHAPITRE 4 Calculs d'assemblage . . . . . 42
4.1 Démarche . . . . . 42
4.1.1 Position du problème . . . . . 42
4.1.2 Stratégie . . . . . 42
4.1.3 Calculs, dérivées et présentation des résultats . . . . . 44
4.2 Description des différents assemblages étudiés . . . . . 45
4.2.1 La géométrie et la composition isotopique des crayons sont fixés . . . . 45
4.2.2 Les assemblages à l'étude . . . . . 46
4.3 Sensibilité de l'assemblage à la température du combustible $T_f$ . . . . . 46
4.3.1 Effet de $T_f$, allure générale et linéarité entre $k_\infty$ et $\sqrt{T_f}$ par effet Doppler 46
4.3.2 Influence de $D_m$ sur $(T_f \to k_\infty)$ . . . . . 47
4.3.3 Influence de $C_b$ sur $(T_f \to k_\infty)$ . . . . . 49
4.3.4 Influence de $T_m$ sur $(T_f \to k_\infty)$ . . . . . 50
4.3.5 Considérations sur le placement des mesures, interpolations . . . . . 51
4.3.6 Synthèse pour $T_f$ . . . . . 52
4.4 Sensibilité de l'assemblage à la densité du modérateur $D_m$ . . . . . 53
4.4.1 L'effet de la densité du modérateur . . . . . 53
4.4.2 Influence de $C_b$ sur $(D_m \to k_\infty)$ . . . . . 53
4.4.3 Influence de $T_m$ sur $(D_m \to k_\infty)$ . . . . . 54
4.4.4 Considérations sur le placement des mesures, interpolations . . . . . 54
4.4.5 Synthèse pour $D_m$ . . . . . 57
4.5 Sensibilité de l'assemblage à la concentration en bore $C_b$ . . . . . 57
4.5.1 L'effet de la concentration en bore . . . . . 57
4.5.2 Influence de $T_m$ sur $(C_b \to k_\infty)$ . . . . . 57
4.5.3 Considérations sur le placement des mesures, interpolations . . . . . 59
4.6 Sensibilité de l'assemblage à la température du modérateur $T_m$ . . . . . 59
4.6.1 L'effet de la température du modérateur . . . . . 60
4.6.2 Allure de $k_\infty$ en fonction de $T_m$ . . . . . 61
4.6.3 Considérations sur le placement des mesures, interpolations . . . . . 61
4.7 Conclusions sur les couplages et le maillage paramétrique . . . . . 62
4.8 Remarques pour l'$UO_2$ sur l'enrichissement en $^{235}U$ . . . . . 63
4.9 Assemblage $UO_2$ enrichi à $3,7\%$, $Bu = 37,5\ GW.j.t^{-1}$, généralités . . . . . 64
4.10 Les autres calculs effectués, MOX et assemblage au gadolinium à burnup nul . 65
4.11 Conclusion partielle . . . . . 67

CHAPITRE 5 Comparaison DRAGON vs. APOLLO . . . . . 68
5.1 Le problème d'intérêt et les deux approches de sa résolution . . . . . 68
5.2 Résultats pour l'$UO_2$ . . . . . 69
5.2.1 Résultats portant sur le $k_\infty$ . . . . . 69
5.2.2 Résultats portant sur les sections efficaces macroscopiques . . . . . 71
5.2.3 Résultats portant sur les taux de production . . . . . 71
5.3 Résultats pour le $MOX$ . . . . . 73
5.3.1 Résultats portant sur le $k_\infty$ . . . . . 73
5.3.2 Résultats portant sur les sections efficaces macroscopiques . . . . . 75
5.3.3 Résultats portant sur les taux de production . . . . . 75
5.4 Résultats pour l'assemblage au gadolinium . . . . . 76
5.4.1 Usage du gadolinium . . . . . 76
5.4.2 Traitement neutronique . . . . . 76
5.4.3 Résultats portant sur le $k_\infty$ . . . . . 77
5.4.4 Résultats portant sur les sections efficaces macroscopiques . . . . . 78
5.4.5 Résultats portant sur les taux de production . . . . . 78
5.5 Conclusions sur la comparaison entre la démarche APOLLO et la démarche DRAGON . . . . . 79
5.5.1 Des écarts substantiels entre les résultats, notamment évolués . . . . . 79
5.5.2 L'impact du schéma de calcul . . . . . 80
5.5.3 Un développement possible : utiliser la formule des quatre facteurs . . . 80
5.5.4 Conclusion . . . . . 81

CHAPITRE 6 Calculs de cœur entier . . . . . 82
6.1 Éléments de neutronique d'assemblage réclamés par le code de cœur, jeux de données d'entrée de PARCS . . . . . 82
6.1.1 Les grandeurs d'entrée du code de cœur et les branchements code-à-code 82
6.1.2 La question des facteurs de discontinuité . . . . . 83
6.2 Le cœur modélisé et la question du réflecteur . . . . . 84
6.2.1 Discrétisation spatiale . . . . . 84
6.2.2 Modélisation du réflecteur avec PARCS . . . . . 85
6.3 Résultats comparés DRAGON / PARCS contre APOLLO / CRONOS . . . . 87
6.3.1 Résultats sur le $k_{eff}$ . . . . . 87
6.3.2 Résultats sur la nappe de puissance . . . . . 87
6.4 Conclusions sur ces comparaisons . . . . . 91

CONCLUSION . . . . . 92

RÉFÉRENCES . . . . . 96

ANNEXES . . . . . 99

# LISTE DES TABLEAUX


Tableau 3.1 Calculs d'évolution sous DRAGON et APOLLO, burnup en $MW.j.t^{-1}$ . 41
Tableau 4.1 Valeurs des paramètres. La colonne "Nombre de mesures" est à remplir. 44
Tableau 4.2 Couplages pour $T_f$ . . . . . 52
Tableau 4.3 Couplages pour $D_m$ . . . . . 57
Tableau 4.4 Synthèse sur les couplages entre paramètres . . . . . 62
Tableau 4.5 Synthèse sur le maillage paramétrique . . . . . 63
Tableau 5.1 Les deux schémas de calcul auxquels on a recours . . . . . 69
Tableau 6.1 Évolution des $k_{eff}$ sur le cœur . . . . . 87
Tableau 6.2 Évolution de la nappe de puissance sur le cœur. . . . . 89
Tableau 6.3 Évolution des écarts entre les nappes de puissance. . . . . 90
Tableau 6.4 Évolution du pic de puissance dans le cœur . . . . . 90
Tableau 6.5 Synthèse des différences entre les procédés de modélisation et écarts constatés. . . . . 94

# LISTE DES FIGURES


Figure 1.1 Organigramme de l'IRSN . . . . . 4
Figure 1.2 Structure d'HEMERA . . . . . 5
Figure 2.1 Une track pour $MOC$ . . . . . 19
Figure 2.2 Méthode de calcul de PARCS . . . . . 25
Figure 2.3 Maillages proposés par CRONOS . . . . . 27
Figure 2.4 Section efficace de fission pour $^{235}U$ . . . . . 27
Figure 2.5 Nécessité d'autoprotéger les résonances . . . . . 28
Figure 3.1 Étapes d'un calcul pour la modélisation d'une centrale . . . . . 34
Figure 4.1 $(T_f \rightarrow k_\infty)$ et $(\sqrt{T_f} \rightarrow k_\infty)$ . . . . . 47
Figure 4.2 $(\sqrt{T_f} \rightarrow k_\infty)$, $D_m$ varie . . . . . 47
Figure 4.3 $(\sqrt{T_f} \rightarrow \frac{\partial k_\infty}{\partial \sqrt{T_f}})$, $D_m$ varie . . . . . 48
Figure 4.4 $\sqrt{T_f} \rightarrow k_\infty$, $C_b$ varie . . . . . 49
Figure 4.5 $\sqrt{T_f} \rightarrow \frac{dk_\infty}{d\sqrt{T_f}}$, $C_b$ varie . . . . . 50
Figure 4.6 $(\sqrt{T_f} \rightarrow k_\infty)$, $T_m$ varie . . . . . 50
Figure 4.7 $(\sqrt{T_f} \rightarrow \frac{\partial k_\infty}{\partial \sqrt{T_f}})$, $T_m$ varie . . . . . 51
Figure 4.8 Splines - Linéaire pour $T_f$ . . . . . 52
Figure 4.9 $(D_m \rightarrow k_\infty)$, $C_b$ varie . . . . . 54
Figure 4.10 $(D_m \rightarrow \frac{\partial k_\infty}{\partial D_m})$ et $(D_m \rightarrow \frac{\partial^2 k_\infty}{\partial D_m^2})$ . . . . . 55
Figure 4.11 $(D_m \rightarrow k_\infty)$, $T_m$ varie . . . . . 55
Figure 4.12 Splines - Linéaire pour $D_m$, 7 points . . . . . 56
Figure 4.13 Splines - Linéaire pour $D_m$, 13 points . . . . . 56
Figure 4.14 $(C_b \rightarrow k_\infty)$, $D_m$ varie . . . . . 58
Figure 4.15 $(C_b \rightarrow k_\infty)$, $D_m$ varie . . . . . 58
Figure 4.16 Splines - Linéaire pour $C_b$ . . . . . 59
Figure 4.17 Spectres quasi-maxwelliens . . . . . 60
Figure 4.18 $(T_m \rightarrow k_\infty)$ . . . . . 61
Figure 4.19 Splines - Linéaire pour $T_m$ . . . . . 62
Figure 4.20 $(\sqrt{T_f} \rightarrow k_\infty)$, $Enr(U5)$ varie . . . . . 63
Figure 4.21 $(\sqrt{T_f} \rightarrow \frac{\partial k_\infty}{\partial \sqrt{T_f}})$ et $(\sqrt{T_f} \rightarrow \frac{\partial^2 k_\infty}{\partial \sqrt{T_f}^2})$, $Enr(U5)$ varie . . . . . 64
Figure 4.22 Variation du $k_\infty$ en fonction des quatre paramètres, $Bu = 37,5\ GW.j.t^{-1}$ 65
Figure 4.23 $(T_f \rightarrow k_\infty^{\text{splines}} - k_\infty^{\text{linéaire}})$ et $(D_m \rightarrow k_\infty^{\text{splines}} - k_\infty^{\text{linéaire}})$ pour le $MOX$ . . . 66
Figure 4.24 $(T_f \rightarrow k_\infty^{\text{splines}} - k_\infty^{\text{linéaire}})$ et $(D_m \rightarrow k_\infty^{\text{splines}} - k_\infty^{\text{linéaire}})$ pour le gadolinium 66

Figure 5.1 $k_\infty$ en fonction du burnup, $UO_2$ . . . . . 70
Figure 5.2 $k_\infty$ en fonction du burnup, début de l'évolution, $UO_2$ . . . . . 70
Figure 5.3 Écarts absolus en $k_\infty$ en fonction du burnup, DRAGON-APOLLO et DRAGON-DRAGON, $UO_2$ . . . . . 71
Figure 5.4 Sections efficaces à 2 groupes en fonction du burnup, $UO_2$ . . . . . 72
Figure 5.5 Écarts absolus en $k_\infty$, DRAGON-APOLLO et DRAGON-DRAGON, $UO_2$ . . . . . 72
Figure 5.6 Taux de production à burnup nul, DRAGON, $UO_2$ . . . . . 72
Figure 5.7 Écarts relatifs en (%) du taux de production à burnup nul, DRAGON-APOLLO, $UO_2$ . . . . . 73
Figure 5.8 Écarts relatifs en taux de production à 20 $GW.j.t^{-1}$, DRAGON-APOLLO, $UO_2$ . . . . . 73
Figure 5.9 $k_\infty$ en fonction du burnup, $MOX$ . . . . . 74
Figure 5.10 $k_\infty$ en fonction du burnup, début de l'évolution, $MOX$ . . . . . 74
Figure 5.11 Écarts absolus en $k_\infty$ en fonction du burnup, DRAGON-APOLLO et DRAGON-DRAGON, $MOX$ . . . . . 75
Figure 5.12 Écarts absolus en $k_\infty$, DRAGON-APOLLO et DRAGON-DRAGON, $MOX$ . . . . . 75
Figure 5.13 Écarts relatifs en taux de production à burnup nul, DRAGON-APOLLO, $MOX$ . . . . . 76
Figure 5.14 Écarts relatifs en taux de production à 20 $GW.j.t^{-1}$, DRAGON-APOLLO, $MOX$ . . . . . 76
Figure 5.15 $k_\infty$ en fonction du burnup, $Gd$ . . . . . 77
Figure 5.16 $k_\infty$ en fonction du burnup, début de l'évolution et pic, $Gd$ . . . . . 77
Figure 5.17 Écarts absolus en $k_\infty$, DRAGON-APOLLO et DRAGON-DRAGON, $Gd$ 78
Figure 5.18 Écarts relatifs en taux de production à burnup nul, DRAGON-APOLLO, $Gd$ . . . . . 79
Figure 5.19 Écarts relatifs en taux de production à 20 $GW.j.t^{-1}$, DRAGON-APOLLO, $Gd$ . . . . . 79
Figure 6.1 Jeu de données PARCS, compositions . . . . . 83
Figure 6.2 Plan de chargement . . . . . 84
Figure 6.3 Jeu de données PARCS, discrétisation radiale. . . . . 85
Figure 6.4 Jeu de données PARCS, discrétisation axiale . . . . . 86
Figure 6.5 Nappes de puissance par PARCS et CRONOS, 20 $GW.j.t^{-1}$ . . . . . 88

# LISTE DES ANNEXES


Annexe A Jeu de données DRAGON pour le tracé des courbes du chapitre 4 . . . 99

Annexe B Extrait du jeu de données DRAGON pour le tracé des courbes d'évolution du chapitre 5 . . . . . 106

Annexe C Comparaison des géométries d'assemblage définies pour le premier et le second niveau sous DRAGON . . . . . 113

Annexe D Extraits du script de sortie de PARCS pour le chapitre 6 . . . . . 117

# LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

| | |
|---|---|
| IRSN | Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire |
| DSR | Direction de la Sûreté des Réacteurs |
| BMGS | Bureau chargé du développement des Méthodes et de la Gestion des outils de Simulation |
| ST3C | Service d'évaluation de la Thermique, de la Conduite, des Cœurs et du Combustible |
| EDF | Électricité de France |
| CEA | Commissariat à l'Énergie Atomique |
| IGN | Institut de génie nucléaire |
| REP | Réacteur à Eau Pressurisée |
| $UO_2$ | Dioxyde d'uranium |
| $MOX$ | Dioxyde mixte uranium plutonium |
| $Gd$ | Gadolinium |
| HEMERA | Highly Evolutionary Methods for Extensive Reactor Analyses |
| PARCS | Purdue Advenced Reactor Core Simulator |
| APRP | Accident de Perte du Réfrigérant Primaire |
| RTGV | Rupture de Tube de Générateur de Vapeur |
| $MOC$ | Méthode des caractéristiques |
| pcm | pour cent mille |
| ppm | partie par million |

# INTRODUCTION

## La physique des réacteurs comme effort de modélisation

L'ingénierie nucléaire fait partie de ces quelques disciplines où le recours à l'expérimentation est très restreint, à cause de la gravité du moindre incident et à cause de la cherté des installations. Ainsi, pour répondre à une question telle que "Que se passe-t-il si une brèche s'ouvre dans le circuit primaire de refroidissement du cœur ?", il n'est pas question d'ouvrir effectivement une brèche dans le circuit primaire d'une centrale. Il va évidemment falloir recourir à des simulations fiables.

Concevoir des réacteurs nucléaires de fission réclame donc d'être capable de modéliser leur comportement de la manière la plus précise possible. La tâche est ardue puisqu'on part d'informations très élémentaires, comme de constantes atomiques ou de constantes thermodynamiques, pour déduire le fonctionnement d'un cœur d'une dizaine de mètres cubes. Le principe est donc d'augmenter cran par cran l'échelle de la modélisation.

## La modélisation comme imbrication de sous-modèles

On distingue trois branches principales en physique des réacteurs :

- **La neutronique des réacteurs :** l'étude du comportement des neutrons dans un cœur de réacteur nucléaire. On peut en effet voir le cœur comme un "bain de neutrons" qui serait auto-entretenu : les neutrons naissent par fission et disparaissent par capture ou par fuite. Un traitement global de la neutronique des réacteurs fait l'objet d'un livre de Hébert (2009) ;
- **La thermohydraulique des réacteurs :** l'étude des fluides qui circulent dans le système, et dont le rôle est d'extraire la chaleur du cœur afin de la convertir en énergie mécanique pour l'exploitation des centrales, grâce à un système de turbines ;
- **La thermomécanique du combustible et des structures :** l'étude des effets mécaniques et thermiques subis par les pastilles et les assemblages de combustible, soumis à l'irradiation nucléaire (rayons gamma d'énergie très élevée, neutrons, particules beta et alpha) et, dans le même temps, à de très fortes sollicitations thermiques et chimiques. Dans le cas particulier de la physique des réacteurs on s'occupe surtout de la thermique, c'est-à-dire du calcul de la température dans la pastille de combustible, un élément fondamental pour la détermination des sections efficaces du combustible.

Ces trois sous-disciplines modélisent chacune le comportement d'objets différents, les neutrons, les fluides, et les matériaux, mais l'une doit s'appuyer sur les résultats des autres, pour

traduire les échanges thermiques qui ont lieu dans le cœur, et dont on peut dire qu'ils sont la raison d'être de la centrale.

La physique des réacteurs s'appuie donc sur un ensemble de modèles, eux-mêmes implémentés dans un ensemble de codes informatiques, qui décrivent le comportement de différents sous-ensembles de la centrale à différentes échelles. La question de la rédaction de ces codes et de leur cohérence physique est donc importante, mais la question de leurs interfaces l'est tout autant, si l'on veut garantir la pertinence de l'ensemble.

### La modélisation comme imbrication de différents codes

Ce travail s'inscrit dans un effort collectif de longue haleine qui vise à modéliser au plus près le comportement d'un réacteur à eau pressurisée (REP). Dans ce cadre, on manipule différents codes déjà fonctionnels et validés (voir chapitre 1). On s'inscrit dans une démarche classique où l'on part de la neutronique assemblage (à l'échelle de la dizaine de centimètres), pour en déduire la neutronique de cœur (à l'échelle de quelques mètres), afin enfin de réaliser le branchement avec la thermohydraulique et la description de la centrale dans son ensemble. À chaque fois qu'on aura recours à un code, il faudra donc se demander d'abord globalement ce qu'on en attend pour la chaîne de calcul, et choisir ensuite localement la méthode la mieux adaptée pour réaliser cet objectif. C'est dans cette perspective qu'à l'IRSN est développée HEMERA (Clergeau et al., 2010), une chaîne de calcul pour la modélisation d'une centrale entière, qui connecte les codes CRONOS (Fedon-Magnaud, 1994), FLICA (Toumi et al., 2000) et CATHARE (Barre et Bernard, 1990), et qui fait appel aux données de sortie d'APOLLO (Sanchez et al., 2010).

Le choix des codes est donc en premier lieu un choix technique. Mais il pose également des questions stratégiques. L'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN), mon organisme d'accueil, cherche à évaluer en particulier les réacteurs d'EDF, d'Areva et du CEA. Il est pertinent, pour des questions d'indépendance des différentes études et évaluations, de chercher à utiliser d'autres codes que les codes classiques développés par les trois exploitants précités.

### Ce projet comme la perspective d'intégrer DRAGON à la chaîne de calcul

Pour de multiples raisons, à la fois techniques et stratégiques, l'IRSN a souhaité se tourner vers DRAGON (Marleau et al., 2011) en parallèle d'APOLLO. DRAGON est un code de neutronique de réseau développé à l'Institut de Génie Nucléaire (IGN) de Montréal. Mon stage a donc été pensé comme une étude de la faisabilité du branchement de DRAGON à HEMERA. Les objectifs étaient la réalisation de calculs et la validation des résultats.

On verra dans le corps de ce rapport que des problèmes techniques ont rendu cela difficile, à cause d'une interface dysfonctionnelle entre DRAGON et HEMERA : la SAPHYB. Toutefois, les travaux présentés ici montrent la pertinence de DRAGON pour ce genre de problématiques et préparent un branchement de DRAGON à HEMERA.

Après quelques rappels de neutronique (chapitre 2), on présentera en détail la notion de bibliothèque multiparamétrée (chapitre 3) et les dysfonctionnements rencontrés. On s'attardera alors sur la notion de schéma de calcul en replaçant ce projet dans un historique regroupant différents travaux ; on s'appuie notamment sur les efforts de Rémi Vallerent (Vallerent, 2009) et Thibaud Reysset (Reysset, 2009), qui ont développé et validé un schéma de calcul à double niveau pour DRAGON. On présentera dans la foulée les résultats obtenus par DRAGON, qui attestent sa pertinence. Celle-ci est à la fois absolue (le chapitre 4 montre que DRAGON donne une vision exacte des phénomènes à l'œuvre dans le cœur) et relative (le chapitre 5 compare DRAGON et son homologue actuel APOLLO). On branchera tout de même DRAGON à un code de neutronique de cœur, PARCS (Downar et al., 2004), pour pousser plus avant l'idée d'un renouvellement des codes utilisés à l'IRSN. Le chapitre 6 compare les résultats livrés par le couple DRAGON-PARCS à ceux livrés par APOLLO-CRONOS.

# CHAPITRE 1

# État des lieux sur les codes et objectifs du stage

## 1.1 Présentation de l'IRSN et objectifs initiaux du stage

### 1.1.1 L'IRSN et le BMGS

L'IRSN est l'Institut Français de Radioprotection et de Sûreté nucléaire. C'est un institut public à caractère industriel et commercial. Il a pour compétence d'évaluer et de prévenir les risques liés aux rayonnements ionisants, qu'ils soient d'origine naturelle ou artificielle. Les domaines de compétence de l'IRSN sont entre autres :

- La surveillance radiologique de l'environnement et l'intervention en cas d'urgence radiologique ;
- La radioprotection de l'homme ;
- La prévention des accidents majeurs dans les installations nucléaires ;
- La sûreté des réacteurs ;
- La sûreté des usines, des laboratoires, des transports et des déchets ;
- L'expertise nucléaire de défense.

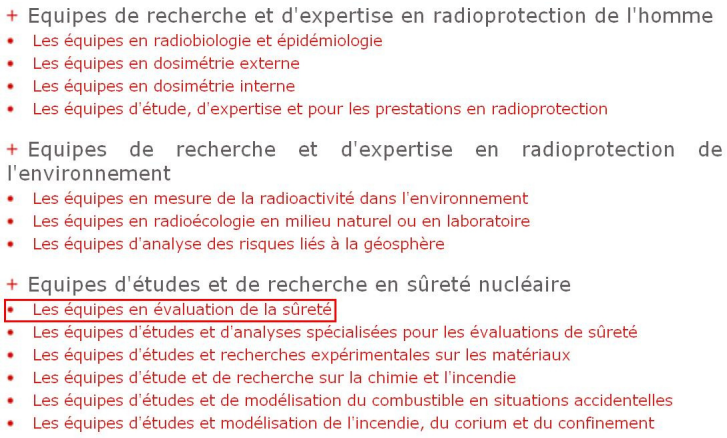



Figure 1.1 Organisation de l'IRSN, positionnement de la DSR.

Dans le cadre de ses analyses de sûreté des réacteurs, l'IRSN propose un avis technique sur les dossiers de sûreté rédigés par les exploitants des réacteurs (EDF, Areva, CEA). Ces

dossiers doivent être soumis à l'approbation de l'Autorité de Sûreté Nucléaire (ASN) pour que le réacteur soit effectivement construit et exploité. L'IRSN se doit donc d'être à la pointe des différentes techniques de modélisation des centrales.

Au sein de l'IRSN, la Direction de la Sûreté des Réacteurs (DSR) compte le Service d'évaluation de la Thermique, de la Conduite, des Cœurs et des Combustibles (ST3C), lui-même constitué entre autres du Bureau chargé des Méthodes et de la Gestion des outils de Simulation (BMGS). Le BMGS se spécialise dans l'exploitation et la connexion des différents codes qui simulent la centrale, à différentes échelles. En particulier, c'est au BMGS qu'est développée la chaîne de calcul HEMERA, qui a l'ambition de modéliser une centrale en s'appuyant sur des codes performants de neutronique et de thermohydraulique.

### 1.1.2 La chaîne de calcul HEMERA

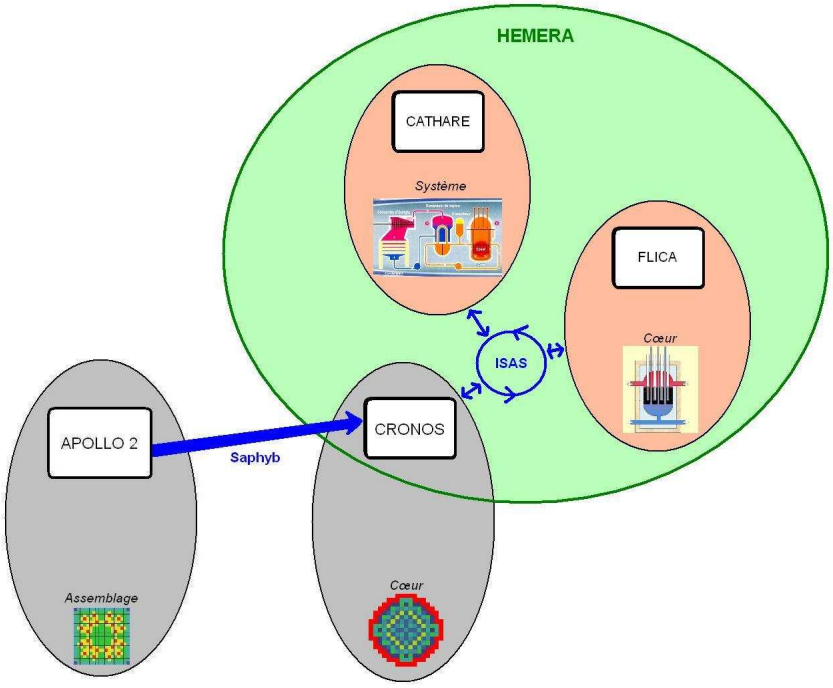



Figure 1.2 Différents codes à l'œuvre à l'IRSN pour la modélisation d'une centrale nucléaire

HEMERA, décrite dans le détail dans Clergeau et al. (2010), intègre trois codes qui modélisent la centrale à trois échelles. Pour tenir compte des rétroactions existant entre ces différentes échelles, ces trois codes échangent des données *via* l'environnement ISAS, un coupleur basé sur le protocole PVM (Parallel Virtual Machine) (Sunderam, 1990). On a donc :

- CRONOS version 2 pour la neutronique de cœur ;
- FLICA version 4 pour la thermohydraulique de cœur ;
- CATHARE version 2 pour la thermohydraulique de la centrale.

Ce stage se penche sur ce qui se situe en amont de CRONOS. Dans le cas des REP, CRONOS compose un cœur de réacteur en juxtaposant différents assemblages carrés de 21,6 cm de côté, dont les caractéristiques peuvent être définies assemblage par assemblage (en combustible, burnup, température, position des barres, concentration en bore, etc.). Chacun de ces assemblages est donc vu par CRONOS comme une pâte homogène.

### 1.1.3 En entrée de CRONOS, les SAPHYB générées par APOLLO

En amont, il aura fallu faire le lien entre les caractéristiques de l'assemblage et sa réponse homogénéisée : c'est le rôle du code de réseau. Pour l'heure, c'est APOLLO version 2 qui effectue ce travail.

Pour ce faire, APOLLO construit des bibliothèques multiparamétrées au format SAPHYB. Il s'agit de tables qui sauvegardent les grandeurs de réponse des assemblages ($k_\infty$, cœfficient de diffusion, sections efficaces) en fonction de paramètres de tabulation qui décrivent les conditions d'exploitation de l'assemblage (températures, densité du modérateur, concentration en bore, position des barres de contrôle). Une telle SAPHYB est construite à type de combustible donné et à burnup donné.

### 1.1.4 Pertinence et problématique du stage

Le code APOLLO est aujourd'hui incontournable pour l'IRSN, ce qui présente plusieurs désavantages, notamment parce qu'APOLLO est un code développé par EDF, Areva et le CEA, précisément les trois intervenants que l'IRSN est chargé d'évaluer.

- C'est sur ce code que se basent les études de sûreté rédigées par les exploitants de réacteurs, ce qui rend difficile de confronter les résultats à d'autres calculs ;
- C'est un code sans licence, qui ne peut être obtenu qu'avec l'accord d'EDF, d'Areva et du CEA. Il n'est pas tout à fait inenvisageable que l'IRSN perde un jour le droit d'y avoir recours ;
- L'utilisateur n'a pas accès aux sources d'APOLLO et ne peut faire évoluer le code à sa guise.

Le BMGS recherchait donc un code à utiliser, sinon en remplacement, au moins en parallèle d'APOLLO, capable de fournir les résultats des calculs d'assemblage à CRONOS. DRAGON version 4 s'est alors imposé comme un candidat naturel :

- C'est un code de réseau développé par l'Institut de Génie Nucléaire (IGN) à Montréal

depuis 1989 ;
- C'est un code sous licence libre, téléchargeable par tous sur Internet ;
- Il est fréquemment mis à jour par l'IGN en fonction des besoins exprimés par les utilisateurs ;
- C'est un code en open-source donc modifiable par l'utilisateur lui-même.

La problématique était donc de savoir si DRAGON pouvait être branché à HEMERA en remplacement d'APOLLO, et être utilisé dans le cadre d'études de la centrale en fonctionnement normal et accidentel, pour différents types de chargements.

### 1.2 Déroulement effectif du stage

Il s'est rapidement avéré que les bibliothèques multiparamétrées (se reporter au chapitre 3 pour des précisions) générées par DRAGON au format SAPHYB n'étaient pas lisibles par CRONOS. Cela a rendu inopérant le branchement de DRAGON sur HEMERA. Le stage a alors été repositionné.

En premier lieu, on a cherché à préparer la compilation des bibliothèques multiparamétrées (chapitre 3 pour l'aspect théorique). On s'est demandé combien de calculs d'assemblage étaient nécessaires pour modéliser le cœur et sous quelles conditions. Cette question, centrale dans ce travail, peut se voir comme celle de l'ajustement des paramètres d'assemblage (la présentation des résultats est l'objet du chapitre 4). On a aussi prêté attention aux schémas de calculs appliqués (voir 3.3). On s'attaque donc ici au dilemme classique entre précision et temps de calcul.

En second lieu, se posait la question de la comparaison des résultats donnés par DRAGON, utilisé avec un schéma à double niveau actuellement à l'étude à l'Institut de Génie Nucléaire de Montréal, à ceux donnés par le système en place à l'IRSN, c'est-à-dire APOLLO sur un schéma à simple niveau.

En dernier lieu, on a tout de même cherché à tester la possibilité de brancher DRAGON sur un code de neutronique de cœur. Pour des raisons de positionnement stratégique, l'IRSN s'intéresse à PARCS. On a donc réalisé le branchement des résultats de DRAGON sur ce dernier.

Le chapitre 5 compare les résultats obtenus sous DRAGON à ceux obtenus sous APOLLO. Le chapitre 6 compare les résultats obtenus par le couple DRAGON-PARCS à ceux obtenus sous APOLLO-CRONOS.

Si l'objectif pour DRAGON et PARCS est à terme de constituer une alternative à APOLLO et CRONOS, on ne cherche pas à reproduire exactement les résultats des codes déjà en place. Ces comparaisons sont à placer dans une perspective d'étude de faisabilité plutôt

que de comparaison des codes. Les techniques de calcul utilisées de part et d'autre présentent des différences, et un écart dans les résultats n'est pas considéré comme problématique pour ses causes mais plutôt pour ses conséquences.

## 1.3 Les codes utilisés

### 1.3.1 Codes de réseau, neutronique d'assemblage

Un code de réseau est un code de neutronique qui traite les problèmes en transport, c'est-à-dire qu'il résout l'équation de Boltzmann pour les neutrons (2.1) sur une géométrie donnée, le plus souvent un assemblage. Ici, on est donc dans des problèmes à deux dimensions en espace, sur des surfaces de quelques dizaines de centimètres de côté. Les données d'entrée proviennent directement de la physique nucléaire qui répertorie les caractéristiques des différents isotopes. On s'est penché ici sur :

**APOLLO version 2, actuellement en place à l'IRSN :** Il s'agit d'un code développé conjointement par le Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA), avec le soutien financier d'Électricité De France (EDF) et d'AREVA. Il est utilisé par ces trois organismes pour les calculs de routine comme pour la rédaction des dossiers de sûreté. Il n'est pas sous licence et ne peut être exploité qu'avec l'accord de ces derniers ; ses sources ne sont pas accessibles. Une description générale du code est donnée en Sanchez et al. (2010).

**DRAGON version 4, à l'étude ici :** On utilise le code DRAGON pour réaliser les calculs d'assemblage. C'est un code universitaire open-source, sous licence libre, développé par l'Institut de Génie Nucléaire de Montréal (IGN) depuis 1989. Il a été créé par Alain Hébert, Guy Marleau et Robert Roy. DRAGON s'est enrichi de différents modules au fur et à mesure des travaux d'étudiants à la maîtrise ou au doctorat à l'École Polytechnique de Montréal, et selon les demandes faites par les utilisateurs. Il est aujourd'hui à la pointe de la neutronique déterministe et a trouvé des applications industrielles variées, pour des études en partenariat avec Hydro-Québec, EDF, AREVA, la GRS, l'IRSN, le laboratoire de l'Idaho, etc. On pourra se référer à Hébert (2009) pour une approche théorique et à Marleau et al. (2011) pour son manuel d'utilisation.

### 1.3.2 Codes de cœur, neutronique de cœur

Un code de cœur est un code de neutronique qui traite les problèmes sous l'angle de la diffusion : l'équation de la diffusion (2.22) correspond à une simplification de l'équation de transport. Ces codes s'appliquent ici à des géométries tridimensionnelles qui correspondent à des cœurs de réacteurs, on est donc ici dans l'ordre de quelques mètres. Les données d'entrée

sont les résultats sur les assemblages livrés par un code de réseau, le plus souvent sous la forme de tables multiparamétrées (chapitre 3).

**CRONOS version 2, actuellement en place à l'IRSN :** CRONOS est également un code développé par le CEA, on peut l'obtenir sur accord et ses sources ne sont pas disponibles. Il est largement utilisé par les organismes et entreprises français du nucléaire. Il lit les bibliothèques multiparamétrées au format SAPHYB générées par APOLLO version 2. Une présentation théorique est consultable en Fedon-Magnaud (1994).

**PARCS version 2, à l'étude ici :** le Purdue Advanced Reactor Core Simulator (PARCS) est un code développé par la Commission de Régulation Nucléaire américaine (NRC). Il lit les bibliothèques multiparamétrées générées par les codes de réseau HELIOS (Wemple et al., 2008), CASMO (Rhodes et al., 2006) ou NEWT (De Hart, 2006). La théorie qui le sous-tend est présentée en Downar et al. (2004).

### 1.3.3 Codes de thermohydraulique intégrés dans HEMERA

On a cherché à effectuer le branchement du code d'assemblage DRAGON sur la chaîne HEMERA (Highly Evolutionary Methods for Extensive Reactor Analyses), développée conjointement par l'IRSN et le CEA. On verra qu'un problème d'interfaces a rendu impossible cette implémentation.

Cette chaîne met en interaction un code de neutronique de cœur (CRONOS), un code de thermohydraulique de cœur (FLICA version 4) et un code de thermohydraulique système (CATHARE version 2).

**FLICA version 4, code de thermohydraulique de cœur dans HEMERA :** C'est un code qui traite les problèmes de thermohydraulique cœur de façon tridimensionnelle, développé par le CEA. Il utilise la méthode des volumes finis, et modélise les fluides diphasiques avec quatre équations, comme décrit dans Toumi et al. (2000).

**CATHARE version 2, code de thermohydraulique de système dans HEMERA :** Code Avancé de ThermoHydraulique pour les Accidents de Réacteurs à Eau, développé par le CEA, l'IRSN, EDF et AREVA. C'est un code qui traite les problèmes de thermohydraulique de façon unidimensionnelle le long des circuits primaire et secondaire de la centrale. Les fluides diphasiques sont modélisés par six équations. CATHARE est fréquemment utilisé pour des analyses de sûreté et l'étude d'accidents telle que la perte du réfrigérant primaire (APRP), la rupture de tubes du générateur de vapeur (RTGV), etc. La méthodologie appliqué par CATHARE version 1.3 est décrite dans Barre et Bernard (1990).

Le chapitre suivant présente des éléments de neutronique utilisés dans DRAGON, APOLLO2, CRONOS et PARCS.

# CHAPITRE 2

## Bases théoriques en neutronique

On l'a écrit, la neutronique est la branche de la physique qui modélise le comportement des neutrons en interaction avec la matière, en particulier au sein d'un réacteur nucléaire. Ces neutrons sont consommés par absorption, ralentis par diffusion, et peuvent être produits par fission. Pour s'attaquer à ce problème, on distingue deux grandes classes de méthodes :

- **Les méthodes déterministes.** Elles consistent en la résolution de ce qu'on appelle l'équation de transport des neutrons dans un réacteur nucléaire. Ce n'est rien d'autre qu'une équation-bilan sur les neutrons, statique ou dynamique. Elle a été posée par Ludwig Boltzmann en 1872 pour décrire la cinétique des gaz. Les méthodes déterministes consistent en l'intégration de l'équation de Boltzmann, ou de sa version simplifiée en diffusion, par l'application d'une ou plusieurs méthodes d'intégration (méthode des probabilités de collision, méthode des caractéristiques, méthode des ordonnées discrètes, etc.).

  On a recours également à quelques techniques-pivot au long de cette stratégie d'intégration (l'auto-protection des résonances, les modèles de fuites, la condensation ou l'homogénéisation et les techniques d'équivalence associées, les calculs d'évolution). L'ordre dans lequel on applique les éléments de calcul neutronique constitue le *schéma de calcul*. Une présentation de la neutronique déterministe est donnée dans Hébert (2009) ;
- **Les méthodes stochastiques, ou de Monte Carlo.** Elles consistent à individualiser chaque neutron. On génère aléatoirement un ensemble d'historiques pour un jeu de neutrons virtuels, que l'on agrège statistiquement pour déduire le comportement du système étudié. Ce sont des méthodes coûteuses en temps de calcul, mais précises et qui font l'objet de développements rapides. (Lux et Koblinger, 1991).

Cette partie se donne pour objectif de présenter succinctement la neutronique déterministe, en mettant l'accent sur les aspects qui serviront dans ce projet.

### 2.1 L'équation de Boltzmann

#### 2.1.1 Notions de base

**L'espace des phases.** Pour décrire les neutrons et les particules, on se place dans un espace des phases à six dimensions en position et en vitesse, à un temps donné. On a alors :

- $\vec{r}$ la position, dans un système de coordonnées que l'on choisit ;

- $\vec{V_n} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ la vitesse de la particule. Le plus souvent, on donne $V_n = \|\vec{V_n}\|$, $\mu$ le cosinus directeur de l'angle polaire et $\varphi$ la direction angulaire azimutale, de sorte qu'on a, avec $\vec{\Omega} = \frac{\vec{V_n}}{V_n}$ :

$$\vec{V_n} = V_n \begin{pmatrix} \sqrt{1-\mu^2}\cos\varphi \\ \sqrt{1-\mu^2}\sin\varphi \\ \mu \end{pmatrix} = V_n\vec{\Omega}$$

  Souvent encore, on ne donne pas $V_n$ mais plutôt $E = \frac{m_n V_n^2}{2}$. Parfois, on utilise la variable $u = \ln\frac{E_0}{E}$ appelée léthargie (où $E_0$ est une énergie de référence).

**Densité et flux neutroniques.** La population neutronique est d'abord décrite par sa densité $n(\vec{r}, V_n, \vec{\Omega}, t)$. $n$ est la distribution telle que $n(\vec{r}, V_n, \vec{\Omega}, t)\ d^3\vec{r}\ dV_n\ d^2\Omega$ est égal au nombre de neutrons présents à l'instant $t$ dans le volume $d^3\vec{r}$ autour de $\vec{r}$ et dont la vitesse appartient au volume $dV_n\ d^2\Omega$ autour de $V_n\vec{\Omega}$.

On se réfère surtout au flux neutronique, produit de la vitesse et de la densité :

$$\phi = V_n n(\vec{r}, V_n, \vec{\Omega}, t)$$

**Notion de section efficace macroscopique.** Le terme $\Sigma(\vec{r}, E)$ désigne la section efficace macroscopique du milieu en $\vec{r}$ pour les neutrons d'énergie $E$. Elle est supposée isotrope.

En un point $\vec{r}$, pour un milieu donné, la section efficace macroscopique $\Sigma_{A,\rho}(\vec{r})$ pour la réaction $\rho$ (absorption, fission ou diffusion) entre les neutrons et le noyau $A$ se calcule à partir de la donnée des sections efficaces microscopiques atomiques $\sigma_{A,\rho}$ et de la densité atomique $N_A$ dans ce milieu. On a alors :

$$\Sigma_{A,\rho} = N_A\sigma_{A,\rho}$$

Et pour la réaction $\rho$, on a :

$$\Sigma_\rho = \sum_{A\in\{atomes\}} \Sigma_{A,\rho} = \sum_{A\in\{atomes\}} N_A\sigma_{A,\rho}$$

Les sections efficaces macroscopiques doivent être calculées au préalable de la résolution de l'équation de Boltzmann. On verra en section 2.5.1 qu'on peut avoir recours à un calcul d'autoprotection pour les préciser.

### 2.1.2 Position de l'équation sous sa forme différentielle

Par bilan neutronique, on obtient :

$$\frac{1}{V_n}\frac{\partial}{\partial t}\phi(\vec{r},V_n,\vec{\Omega},t) = -\vec{\Omega}.\vec{\nabla}\phi(\vec{r},V_n,\vec{\Omega},t) - \Sigma(\vec{r},V_n).\phi(\vec{r},V_n,\vec{\Omega},t) + Q(\vec{r},V_n,\vec{\Omega},t) \qquad (2.1)$$

Ces quatre termes désignent :

- $\frac{1}{V_n}\frac{\partial}{\partial t}\phi(\vec{r},V_n,\vec{\Omega},t)$ la variation cinétique du flux neutronique ;
- $\vec{\Omega}.\vec{\nabla}\phi(\vec{r},V_n,\vec{\Omega},t)$ le bilan de particules quittant la région considérée ;
- $\Sigma(\vec{r},V_n).\phi(\vec{r},V_n,\vec{\Omega},t)$ le nombre de particules perdues par réaction avec la matière, de section efficace macroscopique $\Sigma(\vec{r},V_n)$ (voir la section 2.1.1) ;
- $Q(\vec{r},V_n,\vec{\Omega},t)$ l'ensemble des sources de neutrons (voir l'équation 2.6).

En se plaçant à l'état stationnaire, et en écrivant l'équation de Boltzmann avec l'énergie comme variable, l'équation 2.1 devient :

$$\boxed{\vec{\Omega}.\vec{\nabla}\phi(\vec{r},E,\vec{\Omega},t) + \Sigma(\vec{r},E).\phi(\vec{r},E,\vec{\Omega},t) = Q(\vec{r},E,\vec{\Omega},t)} \qquad (2.2)$$

C'est la *forme différentielle de l'équation de Boltzmann*. Nous l'utiliserons en régime permanent.

### 2.1.3 Forme caractéristique de l'équation de Boltzmann

On peut reformuler l'équation de Boltzmann en l'intégrant le long d'une *caractéristique*, c'est-à-dire d'une trajectoire ou encore d'une droite de direction $\vec{\Omega}$. On paramétrise la position de la particule en $\vec{r}+s\vec{\Omega}$ et il vient :

$$\boxed{\frac{d}{ds}\phi(\vec{r}+s\vec{\Omega},E,\vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r}+s\vec{\Omega},E)\phi(\vec{r}+s\vec{\Omega},E,\vec{\Omega}) = Q(\vec{r}+s\vec{\Omega},E,\Omega)} \qquad (2.3)$$

C'est la *forme caractéristique de l'équation de Boltzmann*.

### 2.1.4 Forme intégrale de l'équation de Boltzmann

Une fois posée cette forme caractéristique de l'équation, on peut réaliser une intégration le long des caractéristiques, pour mettre en exergue le *chemin optique* des particules, lequel vaut :

$$\tau(s,V_n) = \int_0^s ds'\Sigma(\vec{r}-s'\vec{\Omega},V_n)$$

et vérifie donc :

$$\frac{d}{ds}\tau(s,V_n) = \Sigma(\vec{r}-s\vec{\Omega},V_n)$$

Par substitution dans l'équation $\int ds\, \mathrm{e}^{-\tau(s,V_n)}$ (2.3), puis intégration par parties (comme détaillé dans (Hébert, 2009)), on obtient :

$$\boxed{\phi(\vec{r}, V_n, \vec{\Omega}) = \mathrm{e}^{-\tau(b,V_n)}\, \phi(\vec{r} - b\Omega, V_n, \vec{\Omega}) + \int_0^b ds\, \mathrm{e}^{-\tau(s,V_n)}\, Q(\vec{r} - s\vec{\Omega})} \tag{2.4}$$

où $[0, b]$ est le segment de la caractéristique contenu dans le domaine d'intégration, supposé ici fini.

C'est la *forme intégrale de l'équation de Boltzmann* laquelle mène à la théorie des probabilités de collision (voir 2.3.1).

## 2.2 Discrétisation multigroupe et fermeture de l'équation de Boltzmann

### 2.2.1 Discrétisation multigroupe

Afin d'intégrer l'équation de Boltzmann en énergie, on lui applique une discrétisation multigroupe. On crée un formalisme reposant sur un ensemble de groupes d'énergie $\{W_g\}_{g\in[\![1,G]\!]}$ tels que :

$$W_g = [E_g, E_{g-1}] \text{ avec } 0 < E_G < E_{G-1} < ... < E_g < E_{g-1} < ... < E_1 < \infty$$

Ou encore, en utilisant la variable léthargie $u = \ln \frac{E_0}{E}$ :

$$W_g = [u_{g-1}, u_g] \text{ avec } 0 < u_1 < ... < u_{g-1} < u_g < ... < u_G < \infty$$

Le passage à l'indice $g$ correspond à une moyenne sur $W_g$. Ce passage à la moyenne est effectué différemment selon que # est une fonction ou bien une distribution :

$$\#_g = \frac{1}{u_g - u_{g-1}} \int_{u_{g-1}}^{u_g} \#(u)du \text{ si } \# \text{ est une fonction.}$$

$$\#_g = \int_{u_{g-1}}^{u_g} \#(u)du \text{ si } \# \text{ est une distribution.}$$

Dans ce formalisme, l'équation 2.2 s'écrit :

$$\boxed{\vec{\Omega}.\vec{\nabla}\phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma_g(\vec{r}).\phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = Q_g(\vec{r}, \vec{\Omega})} \tag{2.5}$$

Où on a, par définition :

- $\phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_{u_{g-1}}^{u_g} \phi(\vec{r}, u, \vec{\Omega})du$ ($\phi$ est une distribution) ;
- $\Sigma_g(\vec{r}) = \frac{1}{\phi_g(\vec{r})} < \Sigma(\vec{r})\phi(\vec{r}) >_g = \frac{1}{\phi_g} \int_{u_{g-1}}^{u_g} \Sigma(\vec{r}, u)\phi(\vec{r}, u, \vec{\Omega})du$ ($\Sigma$ est une fonction) ;
- le terme de source $Q_g(\vec{r}, \vec{\Omega})$, dont l'écriture en formalisme multigroupe est plus délicate et est détaillée au paragraphe qui suit.

### 2.2.2 Terme de source

Le terme $Q_g(\vec{r}, \vec{\Omega})$ est le taux de production neutronique volumique au point $(\vec{r}, \vec{\Omega})$ dans le groupe d'énergie $g$.

Pour le définir plus précisément, on introduit la notion de spectre neutronique. Il s'agit de la densité de probabilité selon laquelle sont réparties les énergies des neutrons émis par fission au point de l'espace $\vec{r}$, que l'on suppose indépendante de l'énergie du neutron incident. Formellement, à chaque atome fissile $A$ correspond un tel spectre $\chi_A(E, \vec{r})$. La quantité $\chi_A(E, \vec{r})dE$ désigne la probabilité qu'un neutron émis après fission de l'isotope $A$ ait une énergie $E$ à $dE$ près. On a donc :

$$\chi_{A,g} = \int_{u_g}^{u_{g+1}} du \chi_A(u)$$

Le terme de source à l'état stationnaire se décompose alors en trois termes :

- Le terme de fission isotrope, qui s'écrit après intégration angulaire :

$$\frac{1}{4\pi k_{eff}} \sum_{A \text{ fissile}} \chi_{A,g} \sum_{g'=1}^{G} \nu \Sigma_{f,A,g'}(\vec{r}) \phi_{g'}(\vec{r})$$

  avec $k_{eff}$ le cœfficient de multiplication effectif, rapport entre le nombre de neutrons créés (par fission) et le nombre de neutrons perdus (par fuite ou par absorption) et avec $\nu$ le nombre moyen de neutrons émis par fission.

- Le terme de diffusion qui décrit le fait que les neutrons, par choc avec les noyaux, peuvent passer d'un groupe d'énergie à l'autre. On introduit donc une section efficace de diffusion $\Sigma_{s,g \leftarrow g'}(\vec{r}, \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega'})$ (l'indice $s$ fait référence à l'anglais "scattering"). Le terme de diffusion vaut donc

$$\sum_{g'=1}^{G} \int_{4\pi} d^2\Omega' \Sigma_{s,g \leftarrow g'}(\vec{r}, \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega'}) \phi_{g'}(\vec{r}, \vec{\Omega'})$$

- Le terme $S_{ext}(\vec{r}, \vec{\Omega})$ de production neutronique en-dehors de la fission et de la diffusion.

Ainsi donc, on a :

$$
\begin{aligned}
Q_g(\vec{r},\vec{\Omega}) =& \frac{\chi_g(\vec{r})}{k_{eff}} \sum_{g'=1}^{G} \nu\Sigma_{f,g'}(\vec{r}) \int_{4\pi} \frac{d^2\Omega'}{4\pi} \phi_{g'}(\vec{r},\vec{\Omega'}) \\
&+ \sum_{g'=1}^{G} \int_{4\pi} d^2\Omega' \Sigma_{s,g\leftarrow g'}(\vec{r},\vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega'}) \phi_{g'}(\vec{r},\vec{\Omega'}) \\
&+ S_{ext}(\vec{r},\vec{\Omega})
\end{aligned}
\tag{2.6}
$$

### 2.2.3 Fermeture du problème

Les calculs de neutronique peuvent se faire à différentes échelles et on donne une géométrie d'entrée dans laquelle on cherche à résoudre l'équation de Boltzmann. On s'intéresse en particulier à l'échelle du réseau d'assemblages, et à l'échelle du cœur.

On sait qu'il faut donner des conditions de fermeture à l'équation différentielle de Boltzmann et on conçoit bien qu'il existe différentes façons de formuler ces conditions limites.

On a un domaine $V$ de surface $\partial V$. Pour tout $\vec{r}_f \in \partial V$, on écrit $\vec{N}_{ext}(\vec{r}_f)$ le vecteur sortant normal à $\partial V$. La résolution de l'équation de la neutronique réclame que l'on donne un flux entrant à la frontière $\phi(\vec{r}_f, E, \vec{\Omega})$. Plusieurs options sont alors disponibles pour spécifier ce flux entrant.

• **Conditions d'albédo spéculaires $\beta$ :** Cette condition décrit une réflexion complète ou partielle des neutrons sur la surface. Pour une direction $\vec{\Omega'}$ de la particule sortante, on considère la direction rentrante $\vec{\Omega}$ qui correspond à une réflexion spéculaire et on écrit :

$$\phi(\vec{r}_f, E, \vec{\Omega}) = \beta\phi(\vec{r}_f, E, \vec{\Omega'})$$

Ainsi, $\beta = 0$ correspond à des **conditions de vide** avec un flux entrant nul (exemple du cœur isolé) et $\beta = 1$ correspond à des **conditions miroir** utilisables sur un réseau de cellules présentant des symétries (crayons ou assemblages) ;

• **Conditions de frontière périodiques :** sur un réseau périodique (par exemple de crayons ou d'assemblages), on considère que le flux est également périodique et que l'on peut écrire :

$$\phi(\vec{r}_f, E, \vec{\Omega}) = \phi(\vec{r}_f + \delta\vec{r}, E, \vec{\Omega})$$

• **Conditions de frontière blanches :** celles-ci décrivent une surface qui se comporte comme une surface blanche en optique : les rayons incidents sont renvoyés dans une direc-

tion aléatoire. On a donc :

$$\phi(\vec{r}_f, E, \vec{\Omega}) = \frac{1}{\pi} \int_{\vec{\Omega}'.\vec{N}_{ext}(\vec{r})_f > 0} d^2\Omega' [\vec{\Omega}' \cdot \vec{N}_{ext}(\vec{r}_f > 0)] \phi(\vec{r}_f, E, \vec{\Omega}')$$

## 2.3 Résolution de l'équation de Boltzmann multigroupe pour le calcul d'assemblage

On vient de poser l'équation de transport, sa fermeture et de décrire quelques uns de ses termes. Mais en dehors des cas très simples en géométrie et en sections efficaces, cette équation n'est pas soluble analytiquement et exige d'effectuer des approximations. Le découpage en groupes d'énergie a déjà été effectué et il faut ensuite faire des simplifications en position et en angle. Il existe différentes méthodes pour ce faire, décrites chacune dans le détail dans (Hébert, 2009) :

- **La méthode des probabilités de collision ($P_{ij}$) :** elle repose sur la discrétisation de la forme intégrale 2.4. On préfère l'employer pour des géométries à $N$ régions avec $N$ faible, puisqu'elle produit des matrices de probabilités de collision de taille $N^2$.
- **La méthode des courants d'interface ($IC$) :** il s'agit d'une simplification de la méthode des probabilités de collision. On calcule des matrices de probabilité de collision sur des cellules et on couple les cellules par courant d'interface.
- **La méthode des caractéristiques ($MOC$) :** elle repose sur la discrétisation de la forme caractéristique 2.3.

La question de l'intégration angulaire est particulièrement délicate et donne lieu à des méthodes différentes selon les choix d'approximations :

- **La méthode aux ordonnées discrètes ($S_N$) :** elle repose sur la discrétisation angulaire de la forme différentielle 2.2.
- **La méthode des harmoniques sphériques ($P_N$) :** elle repose sur le développement en harmoniques sphériques réelles du flux angulaire.
- **La méthode des harmoniques sphériques simplifiée ($SP_N$) :** Elle est souvent utilisée comme alternative à la théorie de la diffusion pour résoudre sur les cœurs l'équation de Boltzmann simplifiée.

Dans ce projet, on aura recours pour les calculs d'assemblage à la méthode des probabilités de collision et à la méthode des caractéristiques. Le calcul de cœur entier va utiliser la théorie de la diffusion (voir 2.4).

### 2.3.1 La méthode des probabilités de collision $P_{ij}$

**Position des équations**

On part de l'équation de Boltzmann sous sa forme intégrale 2.4 en formalisme multi-groupe :

$$\phi_g(\vec{r},\vec{\Omega}) = \int_{V^\infty} \mathrm{e}^{-\tau_g(s)}\, Q_g(\vec{r} - s\vec{\Omega})ds \tag{2.7}$$

On se place dans la situation où la géométrie considérée est un réseau infini $V^\infty$ de cellules unitaires identiques, chacune de ces cellules étant divisée en $N$ régions $V_i$. On note $V_i^\infty$ l'union sur le réseau de toutes les régions unitaires $V_i$. On note $Q_{i,g}$ le terme de source pour la région $i$ et le groupe d'énergie $g$.

On connaît les sections efficaces macroscopiques de fission et de diffusion pour chaque région et on les suppose uniformes par région. On suppose que les neutrons sont produits de façon isotrope. On cherche à obtenir le flux neutronique.

Par isotropie, on intègre cette équation sur l'angle solide $\vec{\Omega}$ et en effectuant le changement de variable $\vec{r'} = \vec{r} - s\vec{\Omega}$ ; on trouve d'après Hébert (2009) :

$$\phi_g(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi}\int_{V^\infty} \frac{\mathrm{e}^{-\tau_g(s)}}{s^2} Q_g(\vec{r'})d^3r'$$

avec $s = |\vec{r} - \vec{r'}|$. On multiplie l'équation précédente par $\Sigma_g(\vec{r})$ et on l'intègre sur chaque région $V_i$. Il vient :

$$\int_{V_j} d^3r\Sigma_g(\vec{r})\phi_g(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi}\int_{V_j} d^3r\Sigma_g(\vec{r}) \sum_i Q_{i,g} \int_{V_i^\infty} \frac{\mathrm{e}^{-\tau_g(s)}}{s^2} d^3r' \tag{2.8}$$

avec

$$Q_{i,g} = \sum_h \Sigma_{s0,i,g\leftarrow h}\phi_{i,h} + \frac{1}{k_{eff}} Q_{i,g}^{fiss} \tag{2.9}$$

où $\Sigma_{s0,i,g\leftarrow h}$ est la section efficace macroscopique isotrope de diffusion du groupe $h$ vers le groupe $g$ et $Q_{i,g}^{fiss}$ le terme de source de neutrons produits par fission pour la région $i$ et le groupe $g$. On sait que :

$$Q_{i,g}^{fiss} = \sum_{A \text{ fissile}} \chi_{A,g} \sum_{g'=1}^{G} \nu\Sigma_{f,A,g'}\phi_{i,g'} \tag{2.10}$$

On peut donc écrire :

$$\boxed{Q_{i,g} = \sum_h \Sigma_{s0,i,g\leftarrow h}\phi_{i,h} + \frac{1}{k_{eff}} \sum_{A \text{ fissile}} \chi_{A,g} \sum_{g'=1}^{G} \nu\Sigma_{f,A,g'}\phi_{i,g'}} \tag{2.11}$$

En réarrangeant les notations de l'équation 2.8, on a :

$$V_j\Sigma_{j,g}\phi_{j,g} = \sum_i Q_{i,g}V_iP_{ij,g} \tag{2.12}$$

où l'on a, en notant $< \# >_i = \frac{1}{V_i}\int_{V_i} \#(\vec{r})d^3r$ :

$$\phi_{j,g} =< \phi_g >_j$$

$$\Sigma_{\rho,j,g} = \frac{1}{\phi_{g,j}} < \Sigma_{\rho,g}\phi_g >_j$$

$$P_{ij,g} = \frac{1}{4\pi V_i}\int_{V_i^\infty} d^3r' \int_{V_j} d^3r\Sigma_g(\vec{r})\frac{\mathrm{e}^{-\tau_g(s)}}{s^2}$$

On a donc introduit ici la notion de **probabilité de collision** $P_{ij,g}$. C'est la probabilité pour un neutron né dans $V_i^\infty$ (une région $i$ *du réseau*) de subir sa première collision dans $V_j$ (une région $j$ *du domaine fini considéré*).

Dans le cas où les sections efficaces totales $\Sigma_g$ sont constantes et égales à $\Sigma_{j,g}$ sur les régions $V_j$, on peut introduire les **probabilités de collision réduites** :

$$\boxed{p_{ij} = \frac{P_{ij,g}}{\Sigma_{j,g}} = \frac{1}{4\pi V_i}\int_{V_i^\infty} d^3r' \int_{V_j} d^3r \frac{\mathrm{e}^{-\tau_g(s)}}{s^2}} \tag{2.13}$$

Et on obtient alors :

$$\boxed{\phi_{i,g} = \sum_j Q_{j,g}p_{ij,g}} \tag{2.14}$$

**Calcul du flux**

Pour chaque groupe d'énergie, le calcul de flux se fait en trois étapes et nécessite un calcul itératif :

• **Procédure de tracking :** afin de simplifier l'intégration en volume dans la détermination des probabilités de collision, on effectue un *tracking*. L'objectif est de définir des "tracks", c'est-à-dire des trajectoires linéaires de neutrons définies sur le domaine entier $V^\infty$. Cela va nous permettre d'intégrer plus facilement en volume.

Formellement, on couvre la géométrie par un tracking constitué de $M$ tracks $\vec{T}_m$ ($m \in [\![1, M]\!]$) caractérisées chacune par un point de base $\vec{r}_{0m}$, une direction $\vec{\Omega}_m$ et un poids statistique $\omega_m$.

Une track traverse alors un nombre $K$ de régions notées $N_k$ ($k \in [\![1, K]\!]$) et crée un certain

nombre de points d'intersection avec les frontières de ces régions. Ces points sont notés $\vec{r}_k$, avec $\vec{r}_{k+1} = \vec{r}_k + L_k(\vec{T}_m)\vec{\Omega}$. Dans ce système de notation, $\vec{r}_1$ et $\vec{r}_{K+1}$ sont les points où la track entre et sort du domaine considéré.

• **Calcul des $p_{ij}$ :** Le long de chacune de ces tracks, on calcule les probabilités réduites de collision pour chaque groupe d'énergie d'après 2.13. Cela fait appel à l'information géométrique issue du tracking et aux sections efficaces macroscopiques totales au sein d'un groupe d'énergie.

• **Calcul itératif du flux :** Après initialisation de $\phi_{i,g}$ et $Q_{i,g}$, les équations 2.14 et 2.11 permettent de calculer itérativement les valeurs de $\phi_{i,g}$ et $Q_{i,g}$ pour tout $i$. Cela fait appel aux probabilités de collision réduites que l'on vient de calculer, aux sections efficaces macroscopiques de diffusion entre groupes d'énergie et aux sections efficaces de fission (ainsi qu'à $\chi_{A,g}$ et $\nu$).

### 2.3.2 La méthode des caractéristiques *MOC*

Cette méthode, développée par Askew (1972), est basée sur une discrétisation de l'équation de Boltzmann prise sous sa forme caractéristique 2.3 :

$$\frac{d}{ds}\phi(\vec{r}+s\vec{\Omega},\vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r}+s\vec{\Omega})\phi(\vec{r}+s\vec{\Omega},E,\vec{\Omega}) = Q(\vec{r}+s\vec{\Omega},E,\Omega) \tag{2.15}$$

On part d'un domaine divisé en $N$ régions à sections efficaces constantes. On suppose également que le terme de source est constant par région, mais pas nécessairement isotrope.

Des tracks, appelées ici *caractéristiques*, sont calculées selon le même algorithme que celui décrit pour la méthode des $P_{ij}$. On conserve les notations du paragraphe précédent. La figure 2.1 est extraite de (Hébert, 2009).

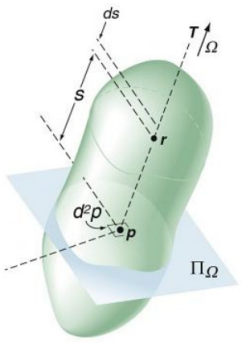



Figure 2.1 Représentation d'une track pour la méthode des caractéristiques.

On désigne alors respectivement le flux angulaire en $\vec{r}_k$, le terme de source et la section efficace macroscopique dans la région $N_k$ par $\phi_k(\vec{T}) = \phi(\vec{r}_k, \vec{\Omega})$, $Q_{N_k}$ et $\Sigma_{N_k}$.

Le chemin optique par région s'écrit donc $\tau_k = \Sigma_{N_k} L_k(\vec{T})$. Le flux en $\vec{r}_i$ s'écrit alors (avec $\delta_{i,N_k}$ la fonction delta de Kronecker qui vaut 1 si $\vec{r}_i$ appartient à la région $N_k$, zéro sinon) :

$$\frac{\phi_i}{4\pi} = \frac{\sum_{m=1}^{M} \omega_m \sum_k \delta_{i,N_k} L_k(\vec{T}_m) \bar{\phi}_k(\vec{T}_m)}{\sum_{m=1}^{M} \omega_m \sum_k \delta_{i,N_k} L_k(\vec{T}_m)}$$

où $\bar{\phi}_k(\vec{T}_m) = \frac{1}{L_k(\vec{T}_m)(\vec{T}_m)} \int_0^{L_k(\vec{T}_m)} \phi(\vec{r}_k + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) ds$.

Sur la track $\vec{T}_m$, on a recours ensuite à un schéma dit de *step characteristics* (SC), basé sur l'approximation suivante :

$$Q(\vec{r}_k + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) = Q_{N_k}(\vec{\Omega})$$

On montre alors que (Hébert, 2009) :

$$\boxed{\phi_{k+1}(\vec{T}) = \mathcal{A}_k(\vec{T})\phi_k(\vec{T}) + \mathcal{B}_k(\vec{T})Q_{N_k}(\vec{\Omega})} \tag{2.16}$$

$$\boxed{\bar{\phi}_k(\vec{T}) = \frac{1}{L_k(\vec{T})}[\mathcal{B}_k(\vec{T})\phi_k(\vec{T}) + \mathcal{C}_k(\vec{T})Q_{N_k}(\vec{\Omega})]} \tag{2.17}$$

Où les cœfficients SC valent :

$$\mathcal{A}_k(\vec{T}) = \mathrm{e}^{-\tau_k(\vec{T})}$$

$$\mathcal{B}_k(\vec{T}) = \frac{1}{\Sigma_{N_k}} \left(1 - \mathrm{e}^{-\tau_k(\vec{T})}\right)$$

$$\mathcal{C}_k(\vec{T}) = \frac{L_k(\vec{T})}{\Sigma_{N_k}} \left(1 - \frac{1 - \mathrm{e}^{-\tau_k(\vec{T})}}{\tau_k(\vec{T})}\right)$$

La méthode $MOC$, afin de déterminer le flux sur le domaine d'intérêt, effectue donc des moyennes pondérées des résultats par track.

### 2.3.3 Discussion comparée des méthodes $CP$ et $MOC$

La méthode $CP$ est plus ancienne en physique des réacteurs et il a fallu attendre les développements du calcul numérique pour que la méthode $MOC$ puisse être mise en place. Ces deux méthodes convergent vers la même solution numérique (d'après Wu et Roy (2003)). Elles peuvent utiliser le même algorithme de tracking. Leurs différences d'utilisation sont les

suivantes :

- Les sources sont supposées isotropes pour $CP$ et peuvent être anisotropes pour $MOC$.
- Si $N$ est le nombre de régions dans le domaine considéré et $M$ le nombre de surfaces, alors le stockage requis par l'algorithme implique des matrices de dimension $N^2$ pour $CP$ et de $N + aM$ (avec $a$ un entier petit) pour $MOC$. $MOC$ est donc mieux adaptée quand le nombre de régions est grand (au-delà de la centaine).
- L'algorithme $CP$ n'effectue la lecture du tracking qu'une seule fois, alors que $MOC$ l'effectue à chaque itération, ce qui allonge le temps de calcul.

## 2.4 Résolution de l'équation de la diffusion à deux groupes pour le calcul de cœur

### 2.4.1 L'équation de la diffusion et la réduction de $\vec{\Omega}.\vec{\nabla}$

Pour le calcul de cœur entier, en l'état actuel des capacités de calcul, il est nécessaire de simplifier l'équation de Boltzmann pour être capable de la résoudre. On la simplifie en équation de la diffusion.

On part de la forme différentielle de l'équation de Boltzmann 2.2 :

$$\vec{\Omega}.\vec{\nabla}\phi(\vec{r},\vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r})\phi(\vec{r},\vec{\Omega}) = Q(\vec{r},E,\vec{\Omega})$$

**Intégration selon $\vec{\Omega}$ et approximation $P_1$**

C'est le terme $\vec{\Omega}.\vec{\nabla}\phi(\vec{r},\vec{\Omega})$ qui pose des difficultés lorsque l'on cherche à intégrer selon $\vec{\Omega}$. On passe alors par un développement en harmoniques sphériques de $\Sigma_s(\vec{r})$ et de $\phi(\vec{r},\vec{\Omega})$ au premier ordre. On approxime :

$$\Sigma_{s,g\leftarrow g'}(\vec{r},\vec{\Omega}\leftarrow\vec{\Omega}') = \frac{1}{4\pi}\left[\Sigma_{s0,g\leftarrow g'}(\vec{r}) + 3\,\vec{\Omega}.\vec{\Omega}'\,\Sigma_{s1,g\leftarrow g'}(\vec{r})\right] \tag{2.18}$$

$$\phi_g(\vec{r},\vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi}\left[\phi_g(\vec{r}) + 3\,\vec{\Omega}.\vec{J}_g(\vec{r})\right] \tag{2.19}$$

où $\vec{J}_g(\vec{r}) = \int_{4\pi} d^2\Omega\,\vec{\Omega}\,\phi_g(\vec{r},\vec{\Omega})$ est la densité de courant angulaire.

L'équation de transport est donc réduite, après intégration sur $\vec{\Omega}$, en :

$$\vec{\nabla}\,.\,\vec{J}_g(\vec{r}) + \Sigma_g(\vec{r})\phi_g(\vec{r}) = \sum_{g'=1}^{G}\Sigma_{s0,g\leftarrow g'}(\vec{r})\phi_{g'}(\vec{r}) + \frac{\chi_g(\vec{r})}{k_{eff}}\sum_{g'=1}^{G}\nu\Sigma_{f,g'}(\vec{r})\phi_{g'}(\vec{r}) \tag{2.20}$$

**Loi de Fick et cœfficient de diffusion $D_g(\vec{r})$**

Cette équation fait intervenir $\vec{J}_g(\vec{r})$ et $\phi_g(\vec{r})$ en inconnues. Pour relier ces inconnues entre elles, on introduit une *loi de Fick* :

$$\boxed{\vec{J}_g(\vec{r}) = -D_g(\vec{r})\vec{\nabla}\phi_g(\vec{r})} \tag{2.21}$$

$D_g(\vec{r})$ est ici le cœfficient de diffusion, que l'on suppose non directionnel.

Pour calculer $D_g(\vec{r})$ dans le code de réseau, on a recours à la notion de vecteur de buckling $\vec{B}$. On reviendra sur le calcul de $B^2$ en 2.5.2 : c'est le modèle de fuite des neutrons qui le donne. On écrit le flux et la densité de courant sous une forme complexe :

$$\phi_g(\vec{r}) = \varphi_g \, \mathrm{e}^{i\vec{B}.\vec{r}} \text{ et } \vec{J}_g(\vec{r}) = \vec{I}_g \, \mathrm{e}^{i\vec{B}.\vec{r}}$$

On a alors $D_g(\vec{r}) = \frac{1}{\|\vec{B}\|}\frac{i\|\vec{I}_g\|}{\varphi_g}$, un nombre réel.

**Équation stationnaire de la diffusion**

Introduisons la section efficace de déplacement $\Sigma_{rg}(\vec{r}) = \Sigma_g(\vec{r}) - \Sigma_{s,g\leftarrow g'}(\vec{r})$. C'est la section efficace qui représente toutes les réactions hors diffusion du groupe vers lui-même $g \leftarrow g$. Avec cette notation, en substituant la loi de Fick 2.21 dans l'équation 2.20 intégrée sur l'angle, on trouve une formulation de l'équation de la diffusion :

$$\boxed{-\vec{\nabla}\,.\,D_g(\vec{r})\vec{\nabla}\phi_g(\vec{r}) + \Sigma_{rg}(\vec{r})\phi_g(\vec{r}) = \sum_{\substack{g'=1\\g'\neq g}}^{G} \Sigma_{s0,g\leftarrow g'}(\vec{r})\phi_{g'}(\vec{r}) + \frac{\chi_g(\vec{r})}{k_{eff}}\sum_{g'=1}^{G}\nu\Sigma_{f,g'}(\vec{r})\phi_{g'}(\vec{r})} \tag{2.22}$$

### 2.4.2 Problème aux valeurs propres

L'équation 2.22 est plus aisément soluble que l'équation de transport puisqu'elle ne présente plus de dépendance en angle.

En considérant un espace vectoriel de dimension $G$, où $[X] = \begin{pmatrix} X_1 \\ \vdots \\ X_G \end{pmatrix}$, on a, au point $\vec{r}$ :

$$\underbrace{\left(\lambda[\chi][\nu\Sigma_f]^T}_{\text{production}} - \underbrace{\left([\Sigma] - \vec{\nabla}.[D]\vec{\nabla}\right)\right)}_{\text{destruction}}[\phi] = 0$$

où on note $\lambda = \frac{1}{k_{eff}} = \frac{\text{taux d'absorption+taux de fuite}}{\text{taux de production}}$.

Une fois données les conditions aux frontières, le problème admet plusieurs valeurs propres $\lambda = \frac{1}{k_{eff}}$ et on peut montrer que la solution qui maximise $k_{eff}$ est la seule solution physique puisque c'est la seule solution pour laquelle le flux est positif sur tout le réacteur.

La singularité du problème réclame que l'on normalise la solution. Le critère le plus souvent retenu est celui de la puissance du réacteur $P$, qui doit être retrouvée avec le flux retenu.

Mais résoudre le système matriciel impose de d'abord poser une discrétisation spatiale du domaine de résolution, ici le cœur du réacteur.

### 2.4.3 La méthode de PARCS : couplage entre méthode aux différences finies et méthode nodale

La méthode de calcul appliquée par PARCS est décrite en détail dans (Downar et al., 2004). Elle consiste à boucler deux méthodes de résolution de l'équation de la diffusion.

#### La méthode CMFD : des courants à l'interface au flux moyen par maille

PARCS applique une résolution dite de mesh-centered finite differences (différences finies centrées sur les mailles). Le cœur est discrétisé en volumes parallélépipédiques sur lequel les sources, les sections efficaces et les cœfficients de diffusion sont considérés comme constants.

Pour simplifier, on se place ici dans le cas d'un cœur unidimensionnel selon l'axe $(O;x)$, discrétisé en $I$ cellules $[x_{1/2};x_{3/2}]$, ..., $[x_{i-1/2};x_{i+1/2}]$, ..., $[x_{I-1/2};x_{I+1/2}]$. Sur ces cellules, le cœfficient de diffusion vaut $D_i$, la section efficace de déplacement vaut $\Sigma_{r,i}$ et l'ensemble des sources est noté $Q_i^\diamond$ .

Le passage de l'équation 2.22 aux différences finies centrées donne alors, après les développements précisés dans Hébert (2009) :

$$-D_i \left[\phi'(x_{i+1/2}^-) - \phi'(x_{i-1/2}^+)\right] + \Delta x_i \Sigma_{r,i} \phi(x_i) = \Delta x_i Q_i^\diamond$$

Avec :

$$\phi'(x_{i-1/2}^+) = 2D_{i-1} \frac{\phi(x_i) - \phi(x_{i-1})}{\Delta x_i D_{i-1} + \Delta x_{i-1} D_i}$$

$$\phi'(x_{i+1/2}^-) = 2D_{i+1} \frac{\phi(x_{i+1}) - \phi(x_i)}{\Delta x_{i+1} D_i + \Delta x_i D_{i+1}}$$

En donnant les conditions de frontière que l'on choisit (albédo, vide, etc.), on retrouve un système d'équations à résoudre et on obtient les valeurs $\phi(x_i)$ sur le domaine étudié, en ramenant ce système à un problème aux valeurs propres à résoudre itérativement.

**La méthode nodale : du flux moyen par maille aux courants à l'interface**

On recherche ici la valeur des courants neutroniques à l'interface, à partir de la résolution de l'équation de la diffusion par la méthode nodale. Les différentes étapes sont :

• L'intégration de l'équation de la diffusion selon les trois directions spatiales. On obtient trois équations comportant un terme de *fuites transverses*, correspondant à l'intégrale de l'équation de la diffusion dans les deux directions orthogonales à la direction considérée ;

• l'expansion des flux d'interface en polynômes d'ordre 4 ;

• l'expansion des fuites transverses en polynômes d'ordre 2 dont les cœfficients sont calculés de proche en proche, de maille en maille ;

• les cœfficients polynômiaux des flux d'interface sont ensuite calculés en imposant :

- la continuité du courant ;
- la valeur moyenne du flux dans la maille, donnée du problème ;
- la continuité du flux de maille en maille via les facteurs de discontinuité (ADF) (voir paragraphe suivant 2.4.3) ;
- méthode de Galerkin : l'erreur commise sur la solution pour le flux d'interface est orthogonale aux sous-espaces de développement (donc aux premiers trois polynômes).

**Bouclage de ces deux méthodes dans PARCS**

On va boucler ces deux méthodes jusqu'à convergence des flux d'interface. Après initialisation, les grandes étapes du calcul de PARCS sont, par groupe et par interface :

• le développement des flux entrant et sortant aux interfaces entre deux mailles comme une suite de polynômes d'ordre 4. On obtient un développement à 10 inconnues et on cherche à écrire un système de 10 équations pour pouvoir les déterminer ;

• on calcule un courant d'interface en imposant :

- que les flux moyens dans les mailles à droite et à gauche de l'interface soient égaux aux flux calculés en CFMD (on a ainsi 2 équations)
- que le flux à l'interface soit continu via les ADF (1 équation) ;
- que le courant à l'interface soit continu (1 équation) ;
- méthode de Galerkin : le résidu de l'équation de la diffusion est orthogonal aux trois premiers polynômes du développement (6 équations).

• à partir des nouveaux courants d'interface, on corrige le cœfficient de diffusion pour avoir un courant en différences finies égal au courant nodal ;

• on calcule à nouveau le flux moyen par maille par la méthode des CMFD ;

• on répète jusqu'à convergence des courants d'interface.

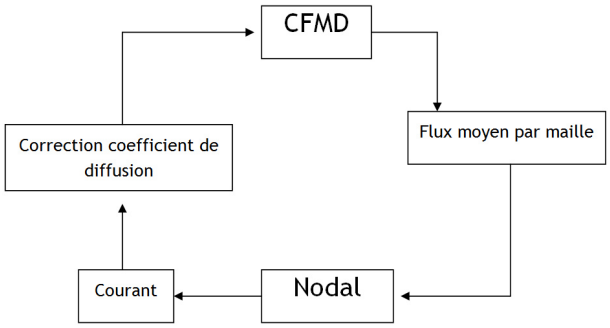



Figure 2.2 Méthode de calcul de cœur entier exécutée par PARCS.

**Importance des facteurs de discontinuité pour PARCS**

Une différence notable entre les stratégies de PARCS (différences finies) et de CRONOS (éléments finis), est qu'il est nécessaire de préciser à PARCS les facteurs de discontinuité des assemblages (ADF, pour Assembly Discontinuity Factors).

Chaque maille (ou assemblage) $n$ doit donc être au préalable caractérisée le long de la surface $s$ par un facteur de discontinuité $f_g^{n,s}$. En notant $\phi_{g,\text{hom}}^n$ le flux homogénéisé sur la maille $n$ pour le groupe $g$, la condition de continuité des flux aux interfaces sera alors remplacée par :

$$\phi_{g,\text{hom}}^m f_g^{m,s} = \phi_{g,\text{hom}}^n f_g^{n,s}$$

où le facteur de discontinuité est calculé en utilisant :

$$\boxed{f_g^{n,s} = \frac{\phi_{g,\text{het}}^{n,s}}{\phi_{g,\text{hom}}^n}} \tag{2.23}$$

Ainsi, PARCS a besoin de la donnée des facteurs de discontinuité d'assemblage pour pouvoir réaliser son calcul de flux. Pour les calculer, on effectue un calcul d'assemblage entouré d'une fine lame d'eau. Le flux surfacique est alors approximé par le flux moyen calculé sur la lame d'eau. (Pounders et al., 2007).

### 2.4.4 La méthode aux éléments finis de CRONOS

Comme la note (Fedon-Magnaud, 1994) et la thèse (Chauvet, 2008) le développent, le code CRONOS peut résoudre l'équation de la diffusion par la méthode des éléments finis de

Lagrange (module PRIAM) ou par la méthode de Raviart-Thomas-Nédélec (module MINOS), entre autres solveurs. C'est cette dernière que nous utiliserons dans ce projet.

**Méthode des éléments finis, généralités**

À partir d'une équation différentielle et de conditions aux limites, dont l'inconnue est une fonction réelle, la méthode des éléments finis consiste dans l'ordre, comme le rappelle Guarrigues (2002), à :

- Construire une formulation intégrale qui regroupe l'équation différentielle à résoudre et les conditions aux limites. C'est la *formulation variationnelle du problème* ;
- Diviser le domaine en sous-domaines. C'est le *maillage* ;
- Choisir la famille des champs locaux. Cela signifie que l'on positionne des nœuds dans les mailles et que l'on choisit ensuite pour la maille une famille de fonctions (généralement une base de polynômes) dont les combinaisons linéaires vont approcher la solution du problème. L'idée est qu'un jeu de valeurs aux nœuds (ou de valeurs de dérivées) corresponde à une et une seule combinaison sur la maille. La maille, ses nœuds et sa famille de fonctions consituent un *élément*.
- On ramène le problème à un problème discret par *discrétisation*. Toute solution approchée est alors entièrement déterminée par les valeurs qu'elle prend aux nœuds.
  La difficulté réside dans la détermination du "critère de proximité". C'est un problème d'optimisation ;
- On effectue la *résolution* du problème.

**Méthode des éléments finis, implémentation dans CRONOS**

CRONOS permet de recourir aux éléments finis de Raviart-Thomas-Nédélec (module MINOS). Ceux-ci ont été introduits en 2D par Raviart et Thomas (1977). Ils ont été étendus en 3D par Nédélec (1986). Leur implémentation dans CRONOS est décrite dans le détail dans (Chauvet, 2008).

En reprenant les cinq points précédents :

- La formulation variationnelle est basée sur les éléments finis de Raviart-Thomas-Nédélec. C'est une formulation intégrale de l'équation de la diffusion et de ses conditions aux limites ;
- La géométrie et le maillage sont choisis par l'utilisateur ;
- Différentes façons de positionner les nœuds et les familles de champs locaux associées sont prédéfinies dans CRONOS. La figure 2.3 est extraite de Chauvet (2008) et donne plusieurs possibilités pour la géométrie cartésienne ;

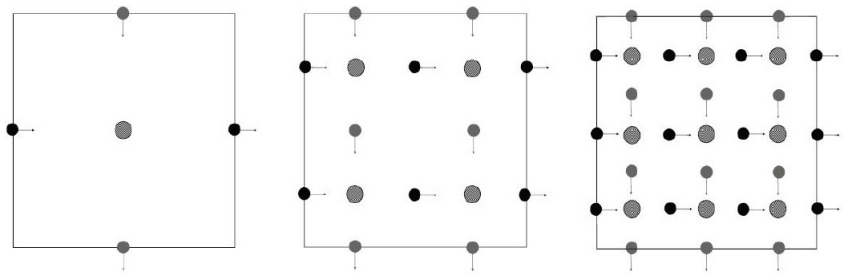


Figure 2.3 Un élément de Raviart-Thomas en 2D. Différentes façons de positionner les nœuds et choix de résolution sont proposés par le module MINOS de CRONOS. Les flèches indiquent la direction associée aux nœuds de courant, les points sans flèche sont des nœuds de flux.

- CRONOS propose différents schémas d'intégration ;
- Un système d'équations pouvant être ramené à un problème aux valeurs propres est alors résolu par le code.

## 2.5 Éléments de calcul neutronique

### 2.5.1 Autoprotection des résonances

La physique nucléaire nous apprend que les sections efficaces microscopiques de certains atomes comportent des résonances pour différentes énergies. Par exemple, la figure 2.4 présente le profil de section efficace d'absorption pour l'$^{235}U$.

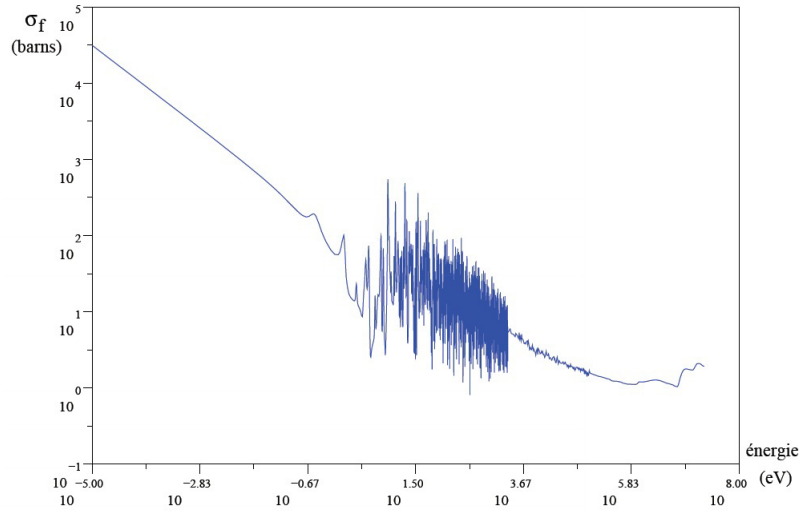



Figure 2.4 Section efficace de fission pour $^{235}U$, en fonction de l'énergie, en échelle logarithmique.

La question de l'autoprotection des résonances se pose lorsque l'on traite un milieu contenant des atomes présentant des résonances, et que l'on cherche à faire un découpage en énergie (Hébert, 2009). Si l'on souhaite avoir une section efficace constante pour chaque groupe énergétique, un calcul de moyenne est nécessaire. Or la présence de résonances rend difficile ce passage à la moyenne.

En fait, une moyenne simple des sections efficaces sur le domaine énergétique ne conservera pas au final le taux de réaction.

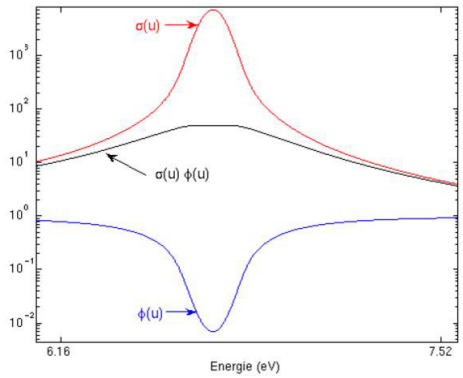



Figure 2.5 Nécessité d'autoprotéger les résonances : sans autoprotection, on surestime l'impact des résonances.

Comme le montre la figure 2.5, la présence d'une résonance sur la section efficace en $E_0$ a pour effet de creuser le flux autour de $E_0$, ce qui limite le taux de réaction.

Le processus d'autoprotection consiste à moyenner la section efficace microscopique sur le groupe d'énergie, non pas directement, mais avec une pondération par le flux. La technique permet d'obtenir dans le milieu la section efficace autoprotégée $\tilde{\sigma}^A_{\rho,g}$ pour chaque isotope $A$, réaction $\rho$ et groupe $g$, de bornes en léthargie $u_{g-1}$ et $u_g$ :

$$\tilde{\sigma}^A_{\rho,g} = \frac{\int_{u_{g-1}}^{u_g} du \sigma^A_\rho \phi(u)}{\int_{u_{g-1}}^{u_g} du \phi(u)} \tag{2.24}$$

Ce calcul présente des difficultés dans la mesure où au stade où il faut l'exécuter, le flux n'est pas encore connu. Différentes techniques d'autoprotection sont mises en œuvre dans les codes, citons la méthode des sous-groupes (Cullen, 1977), que nous utiliserons avec DRAGON, la méthode type Sanchez-Coste (Coste-Delclaux, 2006) ou la méthode de Stamm'ler (Casal et al., 1991), également programmée dans DRAGON.

### 2.5.2 Modèles de fuite des neutrons

Le calcul de flux pose problème si l'assemblage ou la cellule est en milieu fini. Il faut faire intervenir un modèle de fuite pour prendre en compte les conditions aux frontières, dans le cas où ce qui se passe à l'extérieur de la cellule est inconnu.

Souvent, on suppose que la cellule est située en milieu infini et qu'on a atteint l'état stationnaire. On recherche alors la quantité de fuite de neutrons nécessaire pour garantir la criticité $k_{eff} = 1$. La stratégie pour ce faire consiste à :

- Considérer le calcul dans l'assemblage comme sans fuites (conditions frontière réflectives, périodiques, etc.) ;
- Imposer ensuite $k_{eff} = 1$. Pour cela, l'approximation du mode fondamental ressemble à une technique de séparation des variables. Pour simplifier les calculs sur l'espace, on approxime le flux $\phi(\vec{r})$ par factorisation. On a :

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \underbrace{\psi(\vec{r})}_{\text{distribution macroscopique (échelle du cœur)}} \times \overbrace{\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})}^{\text{flux fondamental}}$$

**Forme diffusive complexe de la distribution macroscopique $\psi(\vec{r})$**

On fait l'approximation que $\psi(\vec{r})$, en tant que distribution de flux sur le cœur, est solution d'une équation de diffusion de Laplace : $\nabla^2\psi(\vec{r})+B^2\psi(\vec{r}) = 0$. On ne précise pas cette équation puisqu'on n'a pas connaissance de l'environnement.

On a introduit ici le cœfficient $B^2$ de buckling. On écrit $\psi(\vec{r})$ comme une solution générale complexe de l'équation de Laplace, avec $B^2 = \vec{B}.\vec{B}$ :

$$\psi(\vec{r}) = \psi_0 \, \mathrm{e}^{i\vec{B}.\vec{r}}$$

Le flux neutronique s'écrit donc

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \, \mathrm{e}^{i\vec{B}\vec{r}} \tag{2.25}$$

**Forme homogène ou hétérogène de $\varphi(\vec{r})$**

La théorie des mode fondamentaux homogène et hétérogène pour le calcul du cœfficient de fuite et du taux de fuite est décrite dans le détail dans (Hébert, 2009).

Elle repose sur deux approximations. On simplifie les conditions en angle sur $\Sigma_s$ en la supposant linéairement anisotrope (hypothèse $B_1$). On simplifie les conditions en espace sur $\varphi(\vec{r})$ en le supposant homogène (hypothèse $B_1$ homogène) ou bien périodique (hypothèse $B_1$

hétérogène).

Le principe est, à partir de l'expression du flux 2.25, de réécrire l'équation de transport en un système de deux équations dites $B_1$ d'inconnues $B^2$ et $\varphi(\vec{r})$. Ceci est réalisé en intégrant sur l'angle avec ou sans un facteur de pondération.

**Cœfficient de fuite et taux de fuite**

On montre alors (Hébert, 2009) que le cœfficient de fuite, égal au cœfficient de diffusion, est un nombre réel qui vaut :

$$d(B,E) = \frac{i}{B^2\varphi(\vec{r})}\vec{B}.\int_{4\pi} d^2\Omega\varphi(E,\vec{\Omega})\vec{\Omega} \tag{2.26}$$

Après passage au formalisme multigroupe, on montre que le taux de fuite $L_g$ des neutrons au sein du groupe $g$ est donné par (Hébert, 2009) :

$$\boxed{L_g = d_g B^2 \bar{\varphi}_g} \tag{2.27}$$

### 2.5.3 Condensation et homogénéisation ; équivalence

À certains moments du schéma de calcul, l'utilisateur peut choisir de faire des regroupements en énergie (condensations énergétiques) et/ou en espace (homogénéisations). On part donc de données sur $N$ régions et $G$ groupes d'énergie pour arriver à des données sur $M$ régions et $K$ groupes d'énergie. Chaque indice $k \in [\![1,K]\!]$ d'arrivée regroupe donc un ensemble $G_k$ d'indices $g \in [\![1,G]\!]$ de départ et chaque indice $m \in [\![1,M]\!]$ d'arrivée regroupe un ensemble $N_m$ d'indices $m \in [\![1,N]\!]$ de départ.

Un calcul d'équivalence SPH (Hébert et Mathonniere, 1993) vise à déterminer les cœfficients d'équivalence $\mu_{m,k}$ tels que les grandeurs physiques sont invariantes sous l'effet de la condensation et de l'homogénéisation. On obtient ainsi (**?**) :

$$V_m = \sum_{i\in N_m} V_i$$

$$\phi_{m,k} = \frac{1}{\mu_{m,k}V_m}\sum_{i\in N_m}\sum_{g\in M_k} V_i\phi_{i,g}$$

$$\Sigma_{m,k} = \frac{\mu_{m,k}}{V_m\phi_{m,l}}\sum_{i\in N_m}\sum_{g\in M_k}\sum_{h\in M_l} V_i\Sigma_{i,g}\phi_{i,g}$$

$$\Sigma_{s,m,k\leftarrow l} = \frac{\mu_{m,k}}{V_m\phi_{m,k}}\sum_{i\in N_m}\sum_{g\in M_k}\sum_{h\in M_l} V_i\Sigma_{s,i,g\leftarrow h}\phi_{i,h}$$

$$\nu\Sigma_{f,m,k} = \frac{\mu_{m,k}}{V_m \phi_{m,k}} \sum_{i \in N_m} \sum_{g \in M_k} V_i \nu\Sigma_{f,i,g} \phi_{i,g}$$

Si on se contentait d'utiliser $\mu_{m,k} = 1$, on n'obtiendrait généralement pas les mêmes taux de réaction avant et après condensation et homogénéisation car l'équation de transport n'est pas linéaire par rapport aux sections efficaces.

Il existe deux types de calculs d'équivalence : l'équivalence transport-transport, lorsque le calcul à suivre est un calcul en transport, et l'équivalence transport-diffusion, lorsque le calcul à suivre est un calcul en diffusion.

La méthode des facteurs de discontinuité (Pounders et al., 2007) offre une alternative à la méthode SPH (pour superhomogénéisation, détaillée dans Hébert (2009)).

### 2.5.4 Évolution isotopique

Un cœur de réacteur nucléaire voit ses concentrations isotopiques évoluer au cours du temps puisque les matériaux qui le constituent subissent des réactions nucléaires. Il s'agit entre autres de fissions, d'absorptions, et aussi de décroissances radioactives. Il est essentiel de rendre compte de ces phénomènes puisque les concentrations isotopiques influencent directement les propriétés macroscopiques des matériaux. On introduit donc la notion de burnup, qui constitue une mesure du temps. C'est l'énergie qui a été fournie par une masse initiale $M$ de noyaux lourds dans un volume $V$. On a donc :

$$B(t) = \frac{V}{M} \int_0^t dt' P_V(t')$$

où $P_V(t')$ est la puissance volumique à l'instant $t'$.

Pour un isotope $k$ donné, si on cherche à établir $\frac{dN_k}{dt}$ par le bilan des réactions impliquant $k$, il vient :

$$\frac{dN_k}{dt} = -\underbrace{< \sigma_{a,k}(t)\phi(t) >}_{\text{absorption}} - \underbrace{\lambda_k N_k}_{\text{décroissance}} + \underbrace{\sum_{m,\text{fissile}} Y_{m,k} < \sigma_{f,m}(t)\phi(t) > N_m(t)}_{\text{fission}} + \underbrace{\sum_l c_{k,l} N_l(t)}_{\text{réactions hors fission}}$$

$Y_{m,k}$ est le rendement de la fission en isotopes $k$.

En introduisant le vecteur $N_k = \begin{pmatrix} N_1 \\ \vdots \\ N_n \end{pmatrix}$, avec $n$ le nombre total d'isotopes présents, on peut poser un système matriciel à source :

$$\frac{dN_k}{dt} + \Lambda_k(t)N_k(t) = S_k(t)$$

Ici, $\Lambda_k(t)$ et $S_k(t)$ sont des vecteurs réels dépendant de $\phi(t)$, $\lambda_k$, $Y_{m,k}$, etc.

L'approche retenue pour le calcul d'évolution est donc celle d'une approche quasi-statique. On considère que le temps caractéristique de l'évolution est beaucoup plus grand que le temps de mise en place du flux, de changement de température, etc. On externalise donc ce calcul par rapport au calcul de flux.

On va détailler dans le chapitre suivant quelles manières dont on peut choisir de faire se succéder ces différents éléments de neutronique.

# CHAPITRE 3

## Notion de bibliothèques multiparamétrées, leur obtention et le problème rencontré

### 3.1 Les bibliothèques multiparamétrées

#### 3.1.1 Intérêt

On a vu que la chaîne HEMERA comportait un code de neutronique de cœur (CRONOS), un code de thermohydraulique de cœur (FLICA) et un code de thermohydraulique de système (CATHARE). Elle n'intègre donc pas à proprement parler le code de neutronique d'assemblage, pour l'heure APOLLO2.

On pourrait, en théorie, imaginer faire les calculs d'assemblage à la volée : ce sont les résultats thermohydrauliques qui définissent les conditions d'exploitation de l'assemblage. Le problème réside dans le temps de calcul nécessaire pour obtenir un flux sur l'assemblage. Ce temps de calcul est bien supérieur à celui d'un calcul de flux sur le cœur ou d'état thermohydraulique. On externalise donc la neutronique d'assemblage.

Tous les calculs d'assemblage auront été menés au préalable et leurs résultats auront été stockés dans une bibliothèque multiparamétrée, lue par le code de neutronique de cœur. L'objectif étant d'alléger le temps de calcul, on va réaliser un **nombre réduit de calculs**, tabulés par différents paramètres d'assemblage.

Une fois ces bibliothèques écrites, il faut se demander comment le code de cœur (CRONOS ou PARCS) les exploite. En effet, elles ne constituent qu'un ensemble discret de réponses d'assemblages, et le code de cœur aura besoin d'effectuer des **interpolations** de ces réponses entre les points du maillage paramétrique.

#### 3.1.2 Fonctionnement général dans HEMERA

Dans HEMERA, c'est en partant de la nappe de puissance calculée sur le cœur par CRONOS du point de vue de la neutronique que FLICA et CATHARE déterminent un état thermohydraulique du cœur. Les données de sortie de FLICA dans HEMERA donnent donc sur le cœur les valeurs des paramètres $T_f$, $D_m$, $T_m$, $C_b$ ($D_m$ et $T_m$ se déduisent directement de l'état du circuit primaire, voir 3.1.3 pour la façon dont FLICA calcule $T_f$ et $C_b$). La position des barres de contrôle est une donnée du problème. Pour l'itération suivante, CRONOS

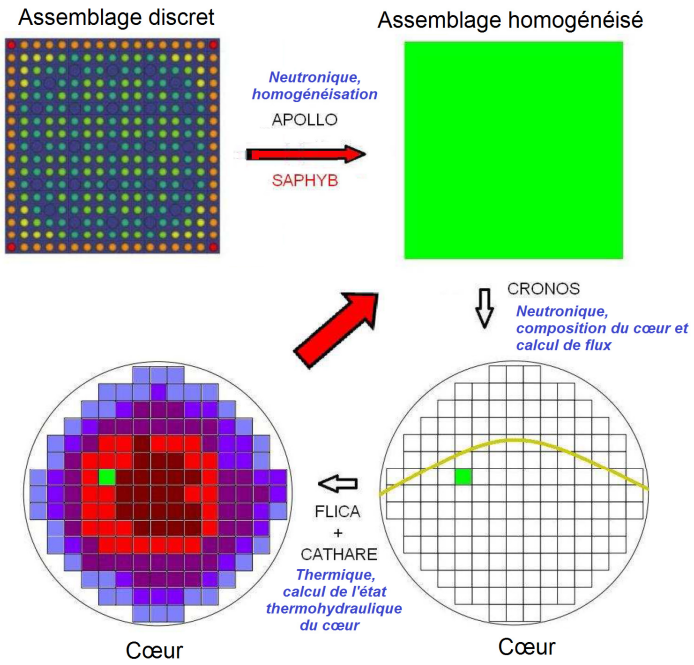



Figure 3.1 Trois codes en rétroaction et un code en branchement direct. La chaîne HEMERA n'a jamais besoin de repasser sous l'échelle de l'assemblage grâce à la bibliothèque multiparamétrée (au format SAPHYB).

est à même de composer un nouveau cœur neutronique en se référant à sa bibliothèque multiparamétrée pour les réponses d'assemblage. Une interpolation est alors nécessaire pour retrouver les sections efficaces macroscopiques.

Les tables multiparamétrées auxquelles on s'intéresse dans ce projet ont pour but de permettre de faire fonctionner la chaîne HEMERA. Pour leur description, on se réfère donc à la structure des SAPHYB actuellement générées par APOLLO et lues par CRONOS dans HEMERA. Pour des raisons de propriété intellectuelle, l'IRSN n'a pas accès au détail de la structure des SAPHYB. Si on en connaît bien les paramètres de tabulation, on ne sait pas dans le détail quelles données elles contiennent.

On peut définir **une bibliothèque multiparamétrée pour chaque assemblage du cœur**.

### 3.1.3 Tabulation des SAPHYB dans HEMERA

#### Considérations sur l'enrichissement et le burnup $Bu$

Pour l'$UO_2$, l'enrichissement du combustible en $^{235}U$ est une donnée et non un paramètre de tabulation. De manière générale, le type de combustible ($MOX$, assemblage au $Gd$) est

fixé.

Par contre, du point de vue de CRONOS, chaque assemblage (ou quart d'assemblage dans les modèles les plus fins) est caractérisé par une valeur de burnup. En effet, puisque la distribution de puissance n'est pas homogène dans le réacteur, chaque élément de combustible évolue différemment.

Dans le chapitre 4, toutefois, on ne se concentrera pas sur le burnup comme paramètre de tabulation pour les études de sensibilité effectuées avec DRAGON. Pour plus de détails sur l'impact du burnup sur les résultats de calculs d'assemblage, on se réfèrera au chapitre 5.

**Considérations sur la position des barres de contrôle $S_b$, paramètre de tabulation non étudié**

CRONOS prend aussi en paramètre la position des barres de contrôle dans les assemblages. Ici, cependant, nous n'avons effectué l'étude qu'avec les barres extraites. Par souci de complétude, il aurait fallu tester le cas des barres insérées.

Cela dit, l'insertion d'une barre provoque seulement une forte augmentation de l'absorption avec la conséquence d'avoir une tendance à la diminution quantitative des effets observés.

Qualitativement, il n'y pas de raison d'obtenir des résultats très différents de ceux qui sont présentés ici.

**Paramètres de tabulation sur lesquels nous nous concentrerons**

Dans ce projet, nous étudierons principalement quatre paramètres de tabulation. Ce sont :

- $T_f$ la température du combustible ;
- $D_m$ la densité du modérateur ;
- $T_m$ la température du modérateur ;
- $C_b$ la concentration en bore.

**Considérations sur $T_f$** Parler de "température du combustible" pour un assemblage pose question puisque celle-ci n'est pas homogène en sortie du code de thermohydraulique FLICA. D'une part, chaque crayon de l'assemblage présente une température moyenne différente. Ensuite, au sein d'un crayon donné, on observe une forte différence de température entre le centre et la périphérie des pastilles de combustible.

Pour traiter ce problème du point de vue de la neutronique, il faudrait dans l'absolu découper chaque pastille en un grand nombre de zones et définir une section efficace différente selon la température de la zone. Cela poserait certaines difficultés : le temps de calcul augmenterait très vite ; il faudrait être capable d'évaluer la même section efficace à plusieurs températures différentes.

La façon dont ces deux problèmes sont traités dans HEMERA est la suivante :

• Pour chaque assemblage, FLICA se rapporte à un crayon "moyen" en calculant la puissance moyenne par crayon à partir du calcul de puissance de CRONOS.

• À partir de cette puissance par crayon, de la température du modérateur (déjà calculée par FLICA) et des valeurs de conductance thermique du combustible et de la gaine, l'équation de Fourier de la chaleur est résolue en géométrie discrétisée (7 régions pour la pastille de combustible). On obtient la distribution de température au sein de la pastille et de la gaine. La température au centre de la pastille de combustible peut ainsi être 2 ou 3 fois supérieure à la température de périphérie.

• Afin d'obtenir une température du combustible exploitable en neutronique par CRONOS, on recourt ensuite à l'approximation de Rowlands. Elle consiste à prendre une valeur constante de la température dans toute la pastille, égale à :

$$T_{eff,R} = \frac{5}{9} T_{f,\text{surface, moy}} + \frac{4}{9} T_{f,\text{centre}}$$

Cette température, appelée "température effective", est donc une température équivalente dans la pratique à une vraie distribution radiale de température. Rowlands (1962), il a été montré qu'elle permet de calculer des taux de réactions très proches de ceux qu'on aurait obtenus avec une distribution radiale fine de température.

Dans la suite, on sous-entend donc que $T_f$ désigne cette température effective. De plus, on verra en 4.3.1 que par effet Doppler, la réponse de l'assemblage est plus régulière par rapport à $\sqrt{T_f}$ que par rapport à $T_f$ elle-même. C'est donc plutôt en terme de $\sqrt{T_f}$ que l'on va raisonner.

**Considérations sur $C_b$** Dans tout ce qui suit, la concentration en bore dans le modérateur est exprimée en *ppm* : c'est le rapport entre la masse de bore et la masse d'eau.

$$C_b \text{ (en } ppm) = \frac{m_{^{10}B} + m_{^{11}B}}{m_{H_2O}} \times 10^6$$

La concentration en bore est donc à distinguer de la densité isotopique en bore utilisée en neutronique (exprimée en nombre d'atomes par unité de volume). Pour obtenir cette dernière, il faut connaître non seulement $C_b$ mais aussi $D_m$.

Au sein de HEMERA, c'est CATHARE qui pilote l'injection d'une certaine quantité du bore (laquelle correspond au choix de l'exploitant de la centrale et, le plus souvent, garantit la criticité). FLICA assure alors le transport du bore dans le cœur et transmet à CRONOS la distribution tridimensionnelle de la concentration en bore en *ppm*, avec une valeur par maille spatiale.

Remarquons que lorsqu'il est utilisé seul ou bien couplé seulement avec FLICA, CRONOS peut soit calculer une valeur de bore critique, soit travailler avec une valeur de bore fixe. Si CRONOS est utilisé seul, il considère toujours une distribution de la concentration de bore uniforme (en *ppm*) dans le réacteur ; sinon c'est FLICA qui modélise le transport du bore dans le cœur.

### 3.1.4 Contenu des SAPHYB dans HEMERA

Pour préparer le calcul de diffusion, les différentes grandeurs de sortie du calcul d'assemblage présentes dans la bibliothèque sont homogénéisées sur l'assemblage et condensées à deux groupes (thermique en-deçà de 0.625 eV, rapide au-delà). Les principaux éléments que celles-ci contiennent sont :

- Le cœfficient de multiplication infini $k_\infty$ ;
- Les sections efficaces macroscopiques (totale, de diffusion, de fission) ;
- Les spectres neutroniques de fission ;
- Le taux de fuite des neutrons et le cœfficient de buckling $B^2$. Comme on l'a vu en 2.5.2, on peut en déduire le cœfficient de diffusion de l'assemblage.

### 3.1.5 Lecture des SAPHYB par CRONOS, l'interpolation linéaire

Dans chaque bibliothèque d'assemblage, CRONOS se déplace par interpolations linéaires, à partir d'un jeu de paramètres thermohydrauliques d'assemblage et d'une valeur de burnup.

L'assemblage se voit affecter les sections efficaces macroscopiques et le cœfficient de diffusion interpolés linéairement entre les mailles de la bibliothèque multiparamétrée.

### 3.1.6 De CRONOS à PARCS

Dans le principe, PARCS fonctionne traditionnellement de manière similaire à CRONOS, en s'appuyant sur les bibliothèques générées par HELIOS, CASMO ou NEWT. C'est le code TRACE de thermohydraulique (Welter et al., 2006) qui joue le rôle de FLICA.

On cherchera dans ce projet à faire fonctionner PARCS à partir des calculs d'assemblage de DRAGON (voir chapitre 6). Il importe donc dans l'absolu de savoir comment PARCS lit une bibliothèque multiparamétrée, même si on se sera contenté d'entrer manuellement les données.

PARCS tient compte des mêmes paramètres de tabulation que CRONOS : $Bu$, $\sqrt{T_f}$, $D_m$, $T_m$, $C_b$, $S_b$. Les grandeurs de réponse de l'assemblage pour le calcul de diffusion sur le cœur sont les mêmes.

Par contre, l'interpolation au sein des bibliothèques est réalisée différemment, puisqu'elle repose sur un développement limité à l'ordre 1. PARCS réclame donc aussi la donnée des dérivées partielles des grandeurs de réponse d'assemblage en fonction des paramètres.

Pour un jeu de paramètres $(Bu, \sqrt{T_f}, D_m, T_m, C_b, S_b)$, si $P$ est le point de l'espace paramétrique présent dans la bibliothèque le plus proche, alors on a :

$$(Bu, \sqrt{T_f}, D_m, T_m, C_b, S_b) = P + (\Delta Bu, \Delta\sqrt{T_f}, \Delta D_m, \Delta T_m, \Delta C_b, \Delta S_b)$$

D'où :

$$\begin{aligned}\Sigma_\rho^{PARCS}(Bu, \sqrt{T_f}, D_m, T_m, C_b, S_b) = \Sigma_\rho^{PARCS}\big|_P &+ \left.\frac{\partial \Sigma_\rho}{\partial Bu}\right|_P .\Delta Bu \\ &+ \left.\frac{\partial \Sigma_\rho}{\partial \sqrt{T_f}}\right|_P .\Delta\sqrt{T_f} + \left.\frac{\partial \Sigma_\rho}{\partial D_m}\right|_P .\Delta D_m \\ &+ \left.\frac{\partial \Sigma_\rho}{\partial C_b}\right|_P .\Delta C_b + \left.\frac{\partial \Sigma_\rho}{\partial T_m}\right|_P .\Delta T_m \\ &+ \left.\frac{\partial \Sigma_\rho}{\partial S_b}\right|_P .\Delta S_b\end{aligned} \tag{3.1}$$

## 3.2 Le problème rencontré au niveau des SAPHYB

Les SAPHYB générées par APOLLO étaient déjà prêtes à l'IRSN, puisque ce sont elles qui sont traditionnellement utilisées pour faire fonctionner CRONOS.

Au sein de DRAGON, le module `SAP:` est capable de créer lui aussi des bibliothèques multiparamétrées au format SAPHYB, mais les fichiers de sortie n'étaient pas lisibles par CRONOS. Le message généré était qu'il manquait des blocs d'informations.

Il est difficile de savoir d'où vient le problème, mais on peut imaginer que les SAPHYB générées par DRAGON étaient d'un format plus ancien que la version actuelle de CRONOS. Dans la mesure où l'IRSN n'a pas accès aux codes sources de CRONOS, il semblait difficile de tenter d'actualiser le module `SAP:` de DRAGON.

## 3.3 Les schémas de calcul auxquels on a eu recours, simple et double niveau

Une fois établi l'intérêt et le fonctionnement des bibliothèques multiparamétrées, se pose la question de leur mode d'obtention. On a vu qu'elles concaténaient de nombreux calculs d'assemblage. Se demander comment obtenir une bibliothèque, c'est avant tout se demander comment réaliser un calcul d'assemblage.

Ce travail s'inscrit dans un effort de plusieurs décennies pour modéliser un cœur de réacteur nucléaire. Il repose sur le découpage traditionnel de la neutronique déterministe entre le code de réseau (qui résout l'équation de transport pour un assemblage) et un code de cœur (qui résout l'équation de la diffusion pour un cœur à partir des résultats d'assemblage). Cette partie décrit les schémas de calculs retenus pour ce problème, c'est-à-dire l'ordre dans lequel il est fait appel aux différentes méthodes de résolution précédemment décrites.

### 3.3.1 Schémas de calcul pour les calculs d'assemblage

**Côté APOLLO**

Les SAPHYB générés par APOLLO à l'heure actuelle reposent sur un schéma de calcul d'assemblage à simple niveau, qui procède dans l'ordre à :

- La création des mélanges isotopiques à partir de l'évaluation microscopique JEF2.2 au format APOLIB. Les bibliothèques microscopiques sont écrites à 172 groupes d'énergie, l'autoprotection est de type Sanchez-Coste ;
- Un calcul de flux par la méthode des $P_{ij}$ ;
- Une condensation à deux groupes d'énergie et une homogénéisation sur l'assemblage.

**Côté DRAGON**

On prolonge ici, du côté de DRAGON, le travail de Thibaut Reysset (Reysset, 2009) et Rémi Vallerent (Vallerent, 2009) sur le schéma de calcul à double niveau. Les travaux de validation ont été effectués. L'idée d'un tel schéma est d'exploiter successivement les qualités des méthodes $P_{ij}$ (plus rapide sur des géométries simples) et $MOC$ (plus légère en mémoire sur des géométries fines).

Les étapes sont dans l'ordre :

- La création des mélanges isotopiques à partir de l'évaluation microscopique JEFF3.1 au format DRAGLIB. La condensation est faite à 281 groupes d'énergie, l'autoprotection est réalisée par la méthode des sous-groupes ;
- Un calcul de flux par la méthode des $P_{ij}$ à 281 groupes sur une géométrie grossière, avec regroupement des crayons en 7 régions ;
- Une condensation à 26 groupes d'énergie avec calcul d'équivalence de type SPH ;
- Un calcul de flux par $MOC$ à 26 groupes sur une géométrie fine, sans regroupement des crayons ;
- Une condensation à deux groupes d'énergie et une homogénéisation sur l'assemblage.

L'annexe C présente les deux géométries utilisées aux niveaux $P_{ij}$ et $MOC$ respectivement. Les crayons de combustible sont divisés en quatre régions concentriques.

### 3.3.2 Calculs d'évolution et autoprotections à la volée

#### Recours à un calcul d'évolution en conditions nominales

Le but du calcul d'évolution sous DRAGON et APOLLO, si on se donne pour objectif de construire des bibliothèques multiparamétrées, est de calculer les densités isotopiques du combustible à burnup donné. En effet, la gaine et le modérateur ne sont pas concernés puisque la première n'évolue pas et le second, en circulation, est renouvelé en permanence.

Cette distribution de densités isotopiques dans le combustible dépend de l'historique des conditions d'exploitation de l'assemblage, mais nous nous contenterons d'exécuter un calcul d'évolution d'assemblage sous APOLLO et DRAGON en conditions nominales. En effet, un calcul d'évolution jusqu'à 72 $GW.j.t^{-1}$ est coûteux en temps, et on préfère n'en réaliser qu'un seul. Les conditions nominales constituent une très bonne approximation de l'histoire de l'assemblage à burnup donné. $T_f$ vaut $650°C$, $D_m$ vaut $0,716047\ g.cm^{-3}$, $C_b$ vaut 1000 $ppm$ et $T_m$ vaut $305°C$.

Pour construire une SAPHYB qui prend le burnup en paramètre, APOLLO importe donc la composition isotopique du combustible évolué, aux pas de burnup que l'on choisit. Les autres paramètres ($\sqrt{T_f}$, $D_m$, $T_m$, $C_b$, $S_b$ la position des barres) sont ensuite fixés, et un calcul d'assemblage est réalisé.

Avec DRAGON, on a reproduit cette façon de faire, avec un calcul d'évolution qui livrait les densités isotopiques dans le combustible pour chaque valeur de burnup.

#### L'échelle de temps retenue ici

On définit une échelle de pas de burnup, resserrée au début de l'évolution puisqu'alors les temps caractéristiques de la cinétique sont plus petits. On assiste en particulier à l'apparition de produits de fission tels que le Xénon. La concentration de ce dernier atteint un maximum au bout de quelques dizaines d'heures de fonctionnement du cœur à puissance constante. Des atomes lourds, les actinides, sont également formés dans le combustible par absorption ($Pu$, $Am$, etc.). La composition isotopique du combustible évolue donc rapidement pendant les premiers jours de son exploitation, avec l'apparition de noyaux absorbeurs de neutrons, ce qui justifie de resserrer les pas de burnup au début de l'évolution pour bien rendre compte de la chute du $k_\infty$.

Plus tard dans l'évolution, les phénomènes ont des temps caractéristiques plus lents et on peut se permettre d'espacer les pas de burnup. Ces phénomènes correspondent à l'usure du combustible, c'est-à-dire à la diminution des populations de $^{235}U$ et $^{238}U$, à l'augmentation des populations de produits de fission et de leurs descendants, à l'augmentation des populations d'actinides. Ils concourent à faire diminuer le $k_\infty$.

Au long du calcul d'évolution, afin de mettre à jour régulièrement les sections efficaces condensées, on réalise des calculs d'autoprotection à certaines étapes. Sous DRAGON, l'autoprotection est réalisée avec une méthode SPH, et APOLLO réalise une autoprotection par la méthode de Sanchez-Coste, exposée en (Coste-Delclaux, 2006).

Tableau 3.1 Calculs d'évolution sous DRAGON et APOLLO, burnup en $MW.j.t^{-1}$

| Pas de burnup globaux | Nombre de pas de burnup locaux intermédiaires | Pas où on autoprotège |
|---|---|---|
| 0.0 | | 0.0 |
| 9.375 | 1 | |
| 18.750 | 1 | |
| 75.0 | 2 | |
| 150.0 | 2 | |
| 500.0 | 2 | |
| 1000.0 | 2 | |
| 3000.0 | 4 | |
| 8000.0 | 5 | 4000.0, 8000.0 |
| 72000.0 | 32 | 18000.0, 24000.0, 36000.0, 48000.0, 60000.0, 72000.0 |

### 3.3.3 Calculs de diffusion sur le cœur

On va effectuer des calculs de diffusion sur le cœur à l'aide de CRONOS (grâce aux sorties d'APOLLO) et de PARCS (grâce aux sorties de DRAGON). CRONOS résout l'équation de la diffusion à deux groupes par la méthode des éléments finis, PARCS la résout par la méthode des différences finies centrées sur les mailles, bouclée avec une méthode nodale, comme développé à la section 2.4.

# CHAPITRE 4

## Les calculs d'assemblage et leurs résultats multiparamétrés

Comme on l'a vu, le code de réseau a pour rôle de mettre en place à l'échelle de l'assemblage des bibliothèques multiparamétrées lisibles par le code de cœur. On a donc :

**L'espace paramétrique :** Un certain nombre de paramètres de contrôle déterminent la réponse de l'assemblage. On s'intéressera surtout dans cette étude de sensibilité à la température du combustible $T_f$, à la température du modérateur $T_m$, à la densité du modérateur $D_m$ et à la concentration en bore dans le modérateur $C_b$. La position des barres de contrôle $S_b$ et le burnup $Bu$, qui constituent aussi des paramètres de tabulation, sont considérés comme fixés (les barres seront toujours extraites) ;

**La réponse de l'assemblage :** Selon le point de l'espace paramétrique où l'on se situe, le calcul de réseau donne la réponse de l'assemblage en termes de cœfficient de multiplication infini $k_\infty$, en terme de cœfficient de buckling $B^2$, et surtout en termes de sections efficaces macroscopiques, de cœfficients de diffusion et de spectres de fission ;

**Le cas d'un branchement à PARCS, les dérivées partielles :** Il est important de noter ici que le code PARCS, comme on l'a vu en 3.1.4, a non seulement besoin des valeurs de réponse de l'assemblage, mais également de leurs dérivées partielles en fonction des paramètres de contrôle.

## 4.1 Démarche

### 4.1.1 Position du problème

La question se pose donc de savoir *où dans l'espace paramétrique* effectuer les calculs d'assemblage pour rendre compte au mieux de sa réponse. En d'autres termes, il s'agit de positionner les mailles de la grille de paramètres. Un compromis est à trouver, comme bien souvent, entre précision (augmentée par une grille serrée) et temps de calcul (réduit par une grille large).

### 4.1.2 Stratégie

On va tester la sensibilité du système à chacun des paramètres. On serrera ou relâchera ensuite les mailles de la grille dans les zones où la sensibilité est grande ou faible. L'objectif est, on le rappelle, de rendre compte de l'évolution des sections efficaces, mais on se conten-

tera pour l'étude de sensibilité d'effectuer des relevés de $k_\infty$ et de ses dérivées premières et secondes.

**Aspect quantitatif : la précision des calculs.** On se donne un critère de précision. On le pose sur le $k_\infty$, en supposant qu'une bonne précision sur le $k_\infty$ dénote une bonne précision sur le calcul d'assemblage en général (donc au niveau des sections efficaces et des taux de production également). On note $\wp_i^n$ la $n$-ième valeur que prend le paramètre $\wp_i$ (avec $n \in [\![1, N]\!]$).

Puisque des codes de cœur comme CRONOS effectuent des interpolations linéaires à partir des points de mesure, on va vérifier que l'écart entre une interpolation linéaire et un autre type d'interpolation obtenue à partir de la liste $(\wp_i^n)_{n\in[\![1,N]\!]}$ n'est pas trop grand. Pour cette autre méthode d'interpolation, on choisit l'interpolation par splines. Cela consiste à rechercher à partir de nos points de mesure la fonction $S$ cubique par morceaux continue, de dérivées première et seconde continues et de dérivée seconde nulle aux bords de l'intervalle.

On choisit de comparer l'interpolation linéaire à l'interpolation par splines parce que celle-ci présente une meilleure régularité au niveau des points d'interpolation, et qu'elle donne des polynômes d'ordre 3 entre ces points (contre un ordre 1 pour l'interpolation linéaire). On part donc du principe que l'interpolation par splines est assez fiable pour décrire des comportements réguliers, notamment des comportements qui ne présentent pas d'inflexions. On verra que les courbes de ce chapitre sont effectivement assez régulières : le fait de borner la différence entre interpolation linéaire et interpolation par splines constitue donc un critère de précision valide pour l'espacement des points de mesure.

On vérifie alors que la différence entre cette fonction et la fonction d'interpolation linéaire par morceaux ne devient pas trop grande en valeur absolue. On se fixe ici une limite de 100 *pcm* d'écart. Cette limite doit dépendre de l'utilisation que l'on fait des résultats sur l'assemblage, elle peut être plus basse en cas de calculs dont on attend beaucoup de précision.

**Aspect qualitatif : la visualisation des phénomènes physiques.** On veut que la grille de paramètres soit unique et à même de rendre compte de la réponse de l'assemblage dans tous les états raisonnablement envisageables en fonctionnement normal ou bien accidentel. Or, lorsque l'on fait varier un paramètre d'entrée parmi $T_f$, $D_m$, $C_b$ et $T_m$, plusieurs choses peuvent influencer la réponse de l'assemblage :

- La nature du combustible : oxyde l'uranium $UO_2$, oxyde mixte uranium-plutonium $MOX$, combustible dopé au gadolinium Gd ;
- La valeur du burnup pour l'assemblage, qui influence fortement la composition isotopique du combustible ;

- Et bien sûr les valeurs des trois autres paramètres d'entrée.

Pour traiter le troisième point, on observera l'allure de $\frac{\partial k_\infty}{\partial \wp_i}(\wp_i)$ à des valeurs d'un paramètre secondaire $\wp_j$ différentes, afin d'établir si les paramètres $\wp_i$ et $\wp_j$ sont couplés ou non.

Pour traiter les deux premiers points, on suivra cette démarche pour différents combustibles et différents pas de burnup.

### 4.1.3 Calculs, dérivées et présentation des résultats

Ainsi, on effectue nos calculs pour une nature du combustible donnée et à un burnup donné.

On va donc obtenir des courbes d'évolution d'une grandeur de réponse (ici $k_\infty$) en fonction d'un paramètre de contrôle $\wp_i$ qui prendra un certain nombre de valeurs réalistes $(\wp_i^n)_{n\in[\![1,N]\!]}$ ($N$ est de l'ordre de la dizaine). Puisqu'on s'intéresse aussi aux dérivées partielles des grandeurs de réponse par rapport à $\wp_i$, on effectuera deux calculs supplémentaires au voisinage de la valeur d'intérêt, à $\wp_i^n \pm \Delta\wp_i$.

Afin de faire varier plusieurs paramètres à la fois, on tracera simultanément les courbes $k_\infty(\wp_i)$ et $\frac{\partial k_\infty}{\partial(\wp_i)}$ pour plusieurs valeurs d'un paramètre secondaire $\wp_j$. Les deux autres paramètres seront maintenus à leurs valeurs nominales.

L'espace paramétrique à parcourir est présenté au tableau 4.1.

Pour chaque paramètre, on s'intéressera d'abord aux différents couplages et on fera des remarques sur les phénomènes observés.

On présentera ensuite nos considérations sur la pertinence du maillage avec l'étude de la différence entre interpolations linéaire et par splines. On cherche à remplir la dernière colonne du tableau 4.1.

Tableau 4.1 Valeurs des paramètres. La colonne "Nombre de mesures" est à remplir.

| | Minimum | Nominal | Maximum | Nombre de mesures |
|---|---|---|---|---|
| $T_f$ | $286°C$ | $650°C$ | $1600°C$ | |
| $D_m$ | $0.4\ g.cm^{-3}$ | $0.716047\ g.cm^{-3}$ | $0.9\ g.cm^{-3}$ | |
| $C_b$ | $0\ ppm$ | $1000\ ppm$ | $2500\ ppm$ | |
| $T_m$ | $280°C$ | $305°C$ | $350°C$ | |

## 4.2 Description des différents assemblages étudiés

### 4.2.1 La géométrie et la composition isotopique des crayons sont fixés

Dans cette étude, pour le tracé des courbes de sensibilité, on ne fera varier que les quatre paramètres $T_f$, $D_m$, $C_b$ et $T_m$ : la composition isotopique des crayons est fixée, ce qui revient à dire qu'on fixe la géométrie, le type de combustible, son burnup et la position des barres de contrôle.

#### La géométrie

On s'intéresse aux réacteurs à eau pressurisée (REP) français et à l'European Pressurized Reactor (EPR). Les assemblages sont donc carrés à $17 \times 17$ cellules. Dans le cas des REP, 25 de ces cellules sont des tubes-guides pouvant contenir des barres de contrôle, les 264 autres sont constituées de crayons de combustible. Un assemblage pour l'EPR contient un crayon supplémentaire à la place du tube-guide central.

#### Le type de combustible

Dans un assemblage, le combustible peut être de l'oxyde d'uranium $UO_2$ plus ou moins enrichi en $^{235}U$, ou bien un mélange d'oxydes d'uranium et de plutonium $MOX$ dont la teneur en plutonium varie. On peut encore intégrer du gadolinium, un poison neutronique consommable, dans la composition de certains crayons. Le gadolinium permet de régulariser la variation du $k_\infty$ de l'assemblage au fil du burnup (voir 5.4).

#### Le burnup

On va présenter nos résultats à deux pas de burnup (burnup nul et $Bu = 37,5\ GW.j.t^{-1}$), ce qui aura pour effet de modifier la composition isotopique du combustible. On pourrait considérer le burnup comme l'un de nos paramètres mais on préfère l'externaliser pour les études préliminaires de sensibilité.

#### Les barres de contrôle

Dans ce travail, on a toujours considéré que les barres de contrôle étaient extraites et que leurs tubes guides étaient remplis de modérateur. Une étude complète devrait bien sûr intégrer des paramètres de position des barres, lesquelles jouent un rôle neutronique important d'absorption des neutrons.

### 4.2.2 Les assemblages à l'étude

Les résultats détaillés qui vont être présentés entre les sections 4.3 et 4.7 concernent un assemblage à l'$UO_2$ enrichi en $^{235}U$ à 3,7%, à burnup nul, barres de contrôle extraites.

La section 4.8 montre qu'un enrichissement en $^{235}U$ de 5,0% n'introduit pas de différence significative.

La section 4.9 donne l'allure de la variation du $k_\infty$ en fonction de nos quatre paramètres à $Bu = 37,5\ GW.j.t^{-1}$.

La section 4.10 donne quelques résultats sur les assemblages au $MOX$ et au $Gd$.

## 4.3 Sensibilité de l'assemblage à la température du combustible $T_f$

On fait varier $T_f$ entre 286°$C$ (l'arrêt à froid) et 1600°$C$ (au-delà de cette valeur, la DRAGLIB utilisée ne contient pas de données). Idéalement, il aurait fallu faire varier $T_f$ jusqu'à 2200°$C$, la température de fusion de la gaine.

On s'intéresse également aux dérivées du $k_\infty$ par rapport à $T_f$. Pour les calculer, on effectue, autour de chaque valeur que prend $T_f$, deux autres calculs d'assemblage. Il faut que l'intervalle soit assez étroit pour que le calcul différentiel ait du sens et assez large pour ne pas avoir d'aberrations numériques. On a choisi de se placer 10°$C$ au-dessus et 10°$C$ en-dessous de la valeur d'intérêt.

### 4.3.1 Effet de $T_f$, allure générale et linéarité entre $k_\infty$ et $\sqrt{T_f}$ par effet Doppler

Le principal effet des variations de la température du combustible provient de l'effet Doppler. Il s'agit de l'étalement rapide avec la température des sections efficaces multigroupes pour des noyaux présentant des résonances. Effectivement, lorsqu'on monte en température, on étale la distribution de vitesse relative des neutrons par rapport aux noyaux, ce qui a pour effet d'étaler les pics de résonance en section efficace, et donc de rendre les réactions beaucoup plus probables.

Un premier constat que l'on puisse faire à partir de la figure 4.1 est celui de la relative linéarité entre $k_\infty$ et $\sqrt{T_f}$. D'après Reuss (2003), la loi de Wigner-Breit nous informe que la largeur Doppler s'écrit :

$$\Delta_{\text{Doppler}} = \sqrt{\frac{4E_0 k_B T}{A}}$$

où $E_0$ est une énergie de référence, $k_B$ est la constante de Boltzmann et $A$ est le nombre de masse du noyau-cible percuté par le neutron.

On va donc plutôt parler de la dépendance en $\sqrt{T_f}$ et tracer les courbes en fonction de $\sqrt{T_f}$ plutôt que de $T_f$.

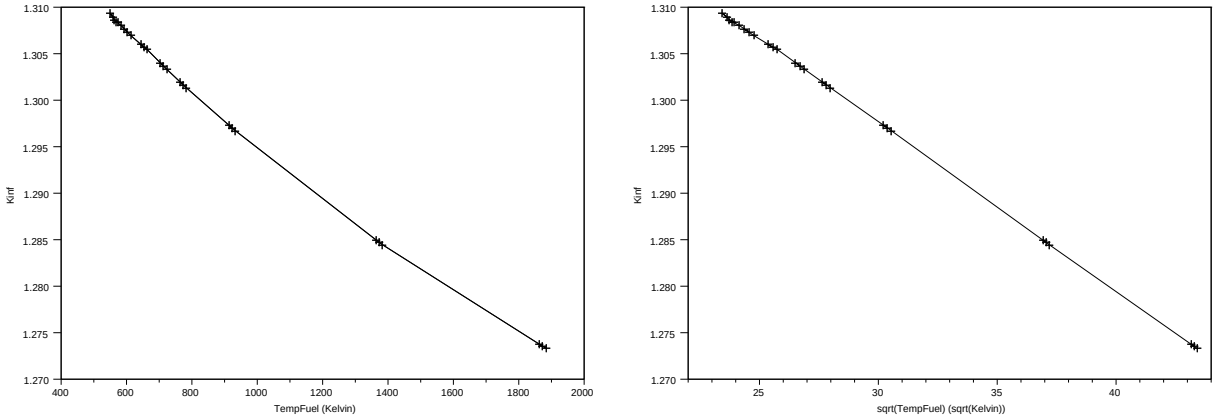



Figure 4.1 $k_\infty$ **en fonction de** $T_f$ **à gauche.** $k_\infty$ **en fonction de** $\sqrt{T_f}$ **à droite** (paramètres $D_m$, $C_b$ et $T_m$ nominaux).

### 4.3.2 Influence de $D_m$ sur $(T_f \to k_\infty)$

On trace en figure 4.2 les courbes $(T_f \to k_\infty)$ pour différentes valeurs de $D_m$.

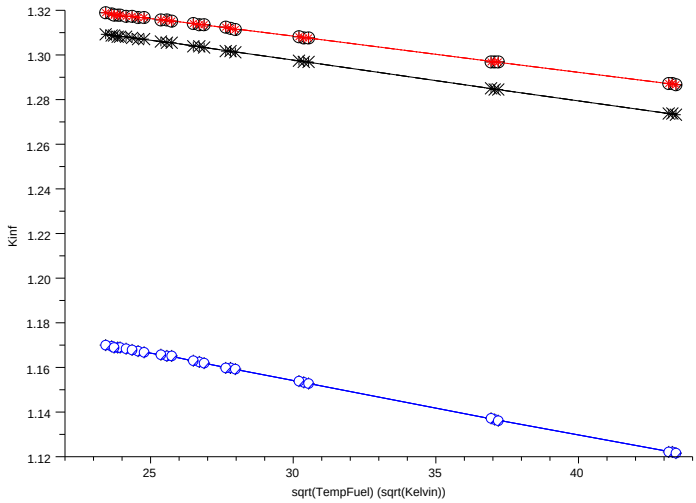



Figure 4.2 $k_\infty$ **en fonction de** $\sqrt{T_f}$**.** $D_m = 0.9\ g.cm^{-3}$ en rouge, $D_m = 0.716047\ g.cm^{-3}$ en noir, $D_m = 0.3\ g.cm^{-3}$ en bleu.

On peut difficilement conclure ici : on voit simplement que $D_m$ a un fort impact sur $k_\infty$. Pour préciser la force du couplage entre $T_f$ et $D_m$, on s'intéresse plutôt en figure 4.3 à l'impact de $D_m$ sur $(T_f \rightarrow \frac{\partial k_\infty}{\partial \sqrt{T_f}})$

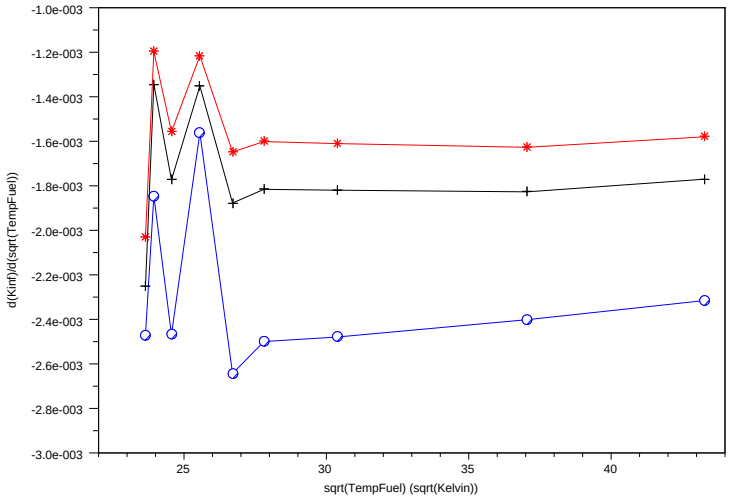



Figure 4.3 $\frac{\partial k_\infty}{\partial \sqrt{T_f}}$ **en fonction de** $\sqrt{T_f}$**.** $D_m = 0.9\ g.cm^{-3}$ en rouge, $D_m = 0.716047\ g.cm^{-3}$ en noir, $D_m = 0.3\ g.cm^{-3}$ en bleu.

$\frac{\partial k_\infty}{\partial \sqrt{T_f}}$ oscille fortement aux basses valeurs de $T_f$. Ces oscillations sont difficiles à expliquer autrement que par un problème numérique. On s'attendrait en effet, étant donnée la linéarité entre $k_\infty$ et $\sqrt{T_f}$, à obtenir une valeur de $\frac{\partial k_\infty}{\partial \sqrt{T_f}}$ approximativement constante. Si on tient à avoir une allure régulière de $\frac{\partial k_\infty}{\partial \sqrt{T_f}}$, il faut d'abord interpoler $(\sqrt{T_f} \rightarrow k_\infty)$ et la dériver mathématiquement. On fera tout de même le choix pour nos grilles de paramètres de resserrer les points de mesure aux basses $T_f$.

$D_m$ a une influence importante sur $\frac{dk_\infty}{d\sqrt{T_f}}$ : plus $D_m$ est grand, plus $\frac{\partial k_\infty}{\partial \sqrt{T_f}}$ est petit en valeur absolue.

En effet, si $D_m$ augmente, les neutrons sont ralentis davantage, le spectre neutronique est plus lent et l'effet d'élargissement des sections efficaces par effet Doppler est diminué. Donc $\frac{\partial k_\infty}{\partial \sqrt{T_f}}$ diminue. On pourrait dire symboliquement que "plus il y a d'effet modérateur, moins il y a d'effet combustible".

### 4.3.3 Influence de $C_b$ sur $(T_f \rightarrow k_\infty)$

On trace en figure 4.4 les courbes $(T_f \rightarrow k_\infty)$ pour différentes valeurs de $C_b$.

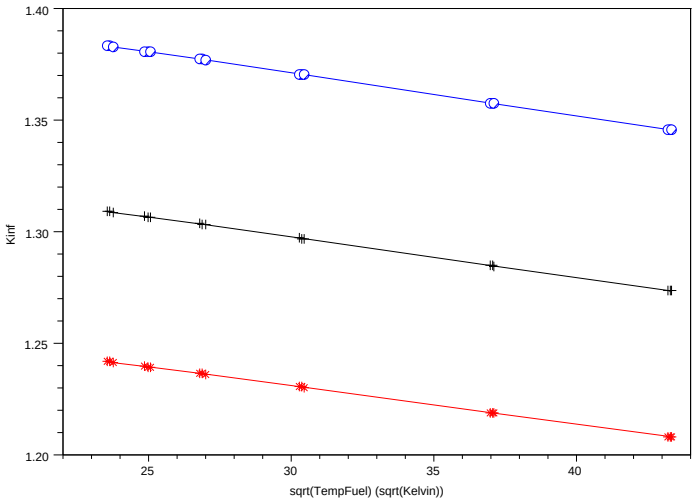



Figure 4.4 $k_\infty$ **en fonction de** $\sqrt{T_f}$**.** $C_b = 2000$ *ppm* en rouge, $C_b = 1000$ *ppm* en noir, $C_b = 20$ *ppm* en bleu.

Là encore, reportons-nous aux courbes $(T_f \rightarrow \frac{\partial k_\infty}{\partial \sqrt{T_f}})$ (figure 4.5) pour juger de l'influence de $C_b$ sur l'effet de la température du combustible.

L'impact de $C_b$ sur $(T_f \rightarrow \frac{dk_\infty}{d\sqrt{T_f}})$ est limité mais visible.

C'est aux faibles concentrations de bore que $\frac{\partial k_\infty}{\partial \sqrt{T_f}}$ est le plus élevé en valeur absolue. En effet, quand $C_b$ augmente, les neutrons sont davantage absorbés et le flux neutronique dans le combustible diminue. Une même variation de $T_f$, par exemple une augmentation, donc un élargissement des sections efficaces du combustible, aura alors moins d'effet sur le $k_\infty$ si $C_b$ est grande.

On peut donc écrire (symboliquement là encore) : "plus il y a d'effet bore, moins il y a d'effet combustible".

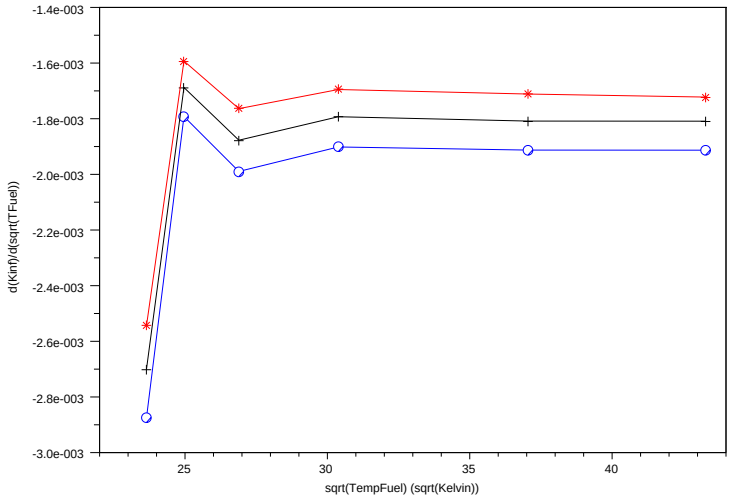



Figure 4.5 $\frac{\partial k_\infty}{\partial \sqrt{T_f}}$ **en fonction de** $\sqrt{T_f}$**.** $C_b = 2000\ ppm$ en rouge, $C_b = 1000\ ppm$ en noir, $C_b = 20\ ppm$ en bleu.

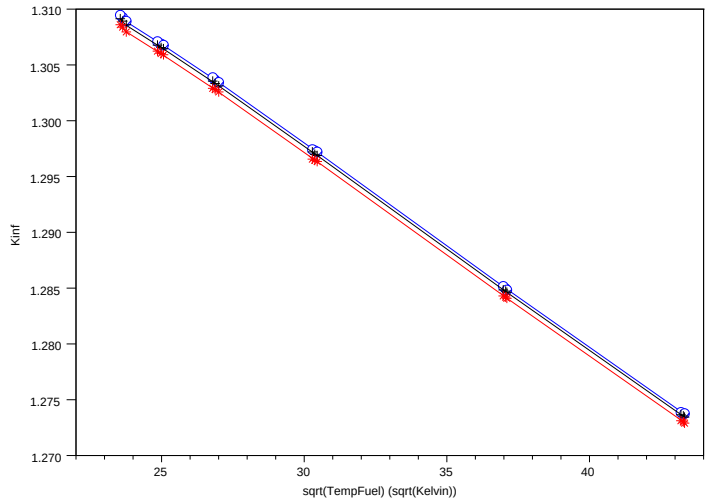



Figure 4.6 $k_\infty$ **en fonction de** $\sqrt{T_f}$**.** $T_m = 350°C$ en rouge, $T_m = 305°C$ en noir, $T_m = 280°C$ en bleu.

### 4.3.4 Influence de $T_m$ sur $(T_f \to k_\infty)$

On trace en figure 4.6 les courbes $(T_f \to k_\infty)$ pour différentes valeurs de $T_m$.

On constate que l'influence de $T_m$ sur les résultats en $k_\infty$ est faible. On rapporte tout de même les résultats sur les dérivées en figure 4.7.

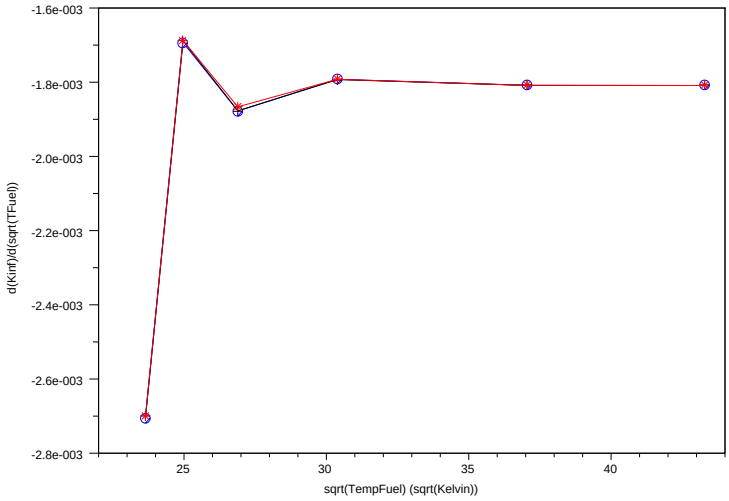



Figure 4.7 $\frac{\partial k_\infty}{\partial \sqrt{T_f}}$ **en fonction de** $\sqrt{T_f}$**.** $T_m = 350°C$ en rouge, $T_m = 305°C$ en noir, $T_m = 280°C$ en bleu.

On distingue à peine les trois courbes de la figure 4.7 : $T_f$ et $T_m$ peuvent être considérées comme des variables découplées. On comprend donc que l'effet lié à la variation de température du modérateur (c'est-à-dire le refroidissement ou le durcissement du spectre quasi-maxwellien des neutrons, voir 4.6) et l'effet lié à la variation de la température du combustible (c'est-à-dire l'élargissement des sections efficaces du combustible par effet Doppler) sont indépendants, et le premier est quantitativement plus important.

### 4.3.5 Considérations sur le placement des mesures, interpolations

Puisqu'on observe un comportement erratique aux températures du combustible basses, on a décidé de resserrer le maillage dans cette zone.

Sur les figures rapportées ici, $T_f$ prend 9 valeurs et vaut successivement : $286°C$, $300°C$, $330°C$, $380°C$, $440°C$, $500°C$, $T_f^{nom} = 650°C$, $1100°C$ et $1600°C$.

Comparons les interpolations linéaire et par splines du $k_\infty$. La figure 4.8 montre la différence entre les deux interpolations, en fonction de $T_f$.

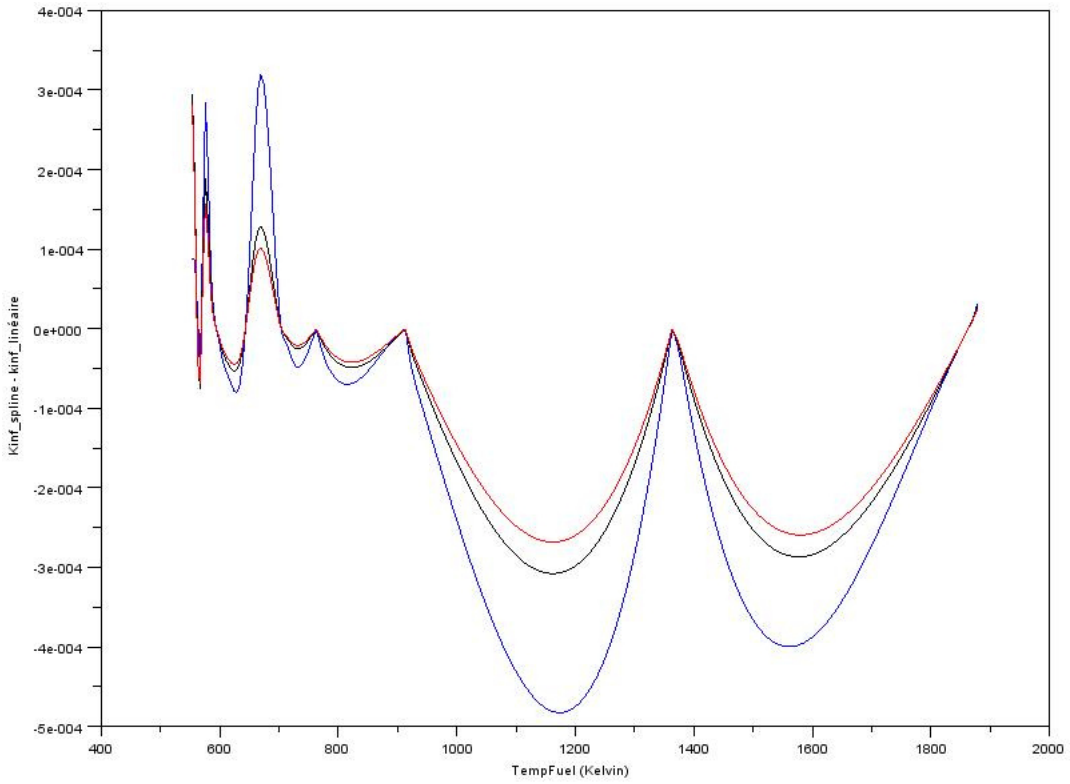



Figure 4.8 $k_\infty^{\textbf{splines}} - k_\infty^{\textbf{linéaire}}$ **en fonction de** $T_f$**.** $D_m = 0.9\ g.cm^{-3}$ en rouge, $D_m = 0.716047\ g.cm^{-3}$ en noir, $D_m = 0.3\ g.cm^{-3}$ en bleu.

L'écart $|k_\infty^{\text{splines}} - k_\infty^{\text{linéaire}}|$ reste en-deçà de 50 pcm, ce qui est satisfaisant par rapport au critère de 100 pcm que nous nous sommes fixé. Dans ce cadre, 9 points de mesure suffisent.

### 4.3.6 Synthèse pour $T_f$

On dresse dans le tableau 4.2 les différents couplages entre $T_f$ et les trois autres paramètres de contrôle :

Tableau 4.2 Couplages pour $T_f$

| | $T_f$ | $D_m$ | $C_b$ | $T_m$ |
|---|---|---|---|---|
| $T_f$ | | Fort | Faible | Très faible |
| $D_m$ | Fort | | | |
| $C_b$ | Faible | | | |
| $T_m$ | Très faible | | | |

## 4.4 Sensibilité de l'assemblage à la densité du modérateur $D_m$

On fait maintenant varier la densité du modérateur autour de sa valeur nominale de $0,716047\,g.cm^{-3}$, soit sur l'intervalle $[0,3\,g.cm^{-3}; 0,9\,g.cm^{-3}]$. Pour le calcul des dérivées, on se place à $\pm 0,01\,g.cm^{-3}$ au-dessus et en-dessous de chaque point de mesure.

### 4.4.1 L'effet de la densité du modérateur

Faire varier la densité du modérateur peut être vu comme faire varier l'intensité de l'effet du modérateur sur la réponse d'assemblage. Or cet effet peut se décomposer en :

- **L'effet modérateur :** il est lié à la réaction de diffusion par les atomes d'hydrogène $^1H$. Les neutrons sont ralentis et deviennent plus susceptibles de provoquer des fissions lorsqu'ils heurtent un atome fissible. Cet effet fait augmenter le $k_{inf}$ ;
- **L'effet de poison neutronique des atomes d'hydrogène :** ceux-ci peuvent absorber les neutrons pour former du deutérium, faisant donc diminuer le $k_\infty$ ;
- **L'effet du bore en dilution dans le modérateur :** on rappelle que $C_b$, ici, est une concentration relative de bore (dont la valeur nominale est de 1000 $ppm$). À $C_b$ fixée, la densité du modérateur est donc proportionnelle à la densité isotopique des atomes de bore. Ceux-ci absorbent les neutrons, et font donc diminuer le $k_\infty$.

On anticipe donc avant tout un fort couplage entre $D_m$ et $C_b$.

### 4.4.2 Influence de $C_b$ sur $(D_m \to k_\infty)$

On trace en figure 4.9 les courbes $(D_m \to k_\infty)$ pour différentes valeurs de $C_b$.

On constate bel et bien un couplage fort, puisque les trois courbes sont d'allures très différentes.

Sur la courbe bleue, qui correspond à $C_b = 20\ ppm$, on voit que c'est l'effet modérateur qui prédomine : $k_\infty$ augmente avec $D_m$.

Sur la courbe rouge, pour $C_b = 2000\ ppm$, on remarque une valeur de $D_m$ où $k_\infty$ est maximal : l'effet modérateur l'emporte aux basses densités alors que l'effet de poison neutronique des atomes de bore l'emporte aux fortes densités. C'est un effet de saturation.

La figure 4.10 montre les dérivées partielles première et seconde de $k_\infty$ par rapport à $D_m$, à différentes valeurs de $C_b$. On constate que $\frac{\partial^2 k_\infty}{\partial D_m^2}$ ne dépend quasiment pas de $C_b$.

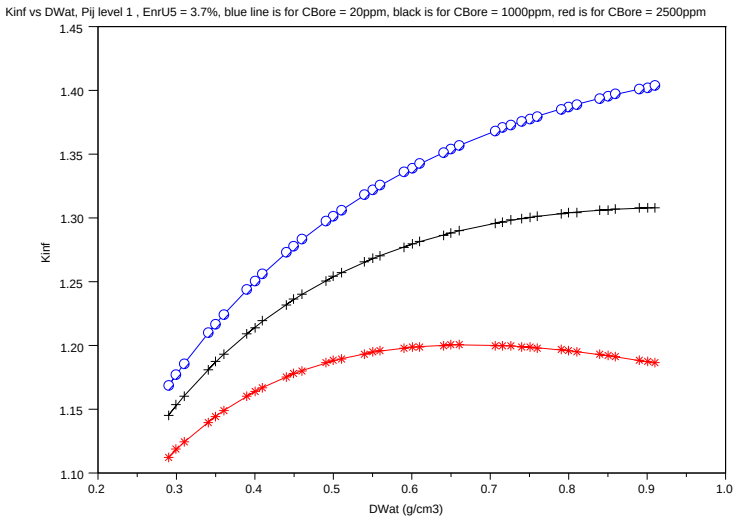



Figure 4.9 $k_\infty$ **en fonction de** $D_m$**.** $C_b = 2000$ *ppm* en rouge, $C_b = 1000$ *ppm* en noir, $C_b = 20$ *ppm* en bleu.

### 4.4.3 Influence de $T_m$ sur $(D_m \to k_\infty)$

On trace en figure 4.11 les courbes $(T_f \to k_\infty)$ pour différentes valeurs de $T_m$.

On ne distingue pas les trois courbes, et $T_m$ n'a quasiment pas d'influence sur $(D_m \to k_\infty)$. On considère donc $D_m$ et $T_m$ comme découplées. Autrement dit, les effets modérateur/poison neutronique lié sà $D_m$ et l'effet ralentissement/durcissement du spectre des neutrons lié à $T_m$ sont des phénomènes indépendants.

### 4.4.4 Considérations sur le placement des mesures, interpolations

Ici, on a des courbes assez fortement concaves. L'interpolation linéaire risque donc de donner lieu à des écarts plus élevés que précédemment.

Ainsi, le calcul avait initialement été réalisé avec 7 points de mesure. La différence entre les interpolations linéaire et par splines dépassait alors 350 ppm, comme le montre la figure 4.12.

On a donc resserré le maillage pour gagner en précision. Sur les figures rapportées ici, $D_m$ prend 13 valeurs et passe de $0,3$ $g.cm^{-3}$ à $0,5$ $g.cm^{-3}$ par échelons de $0,05$ $g.cm^{-3}$.

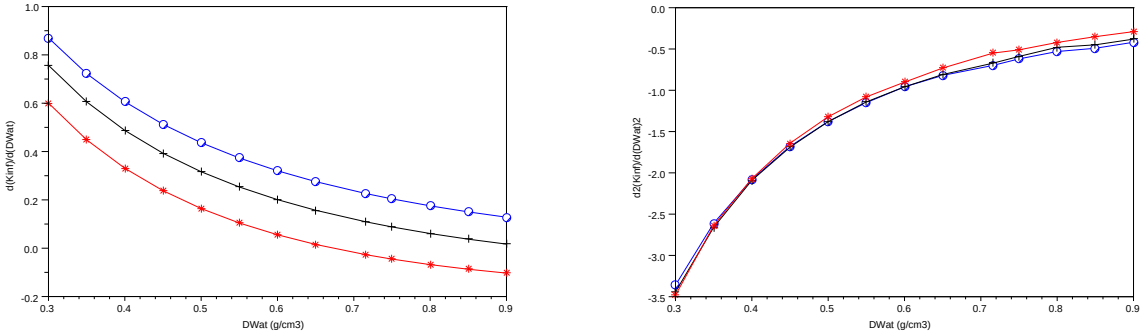



Figure 4.10 $\frac{\partial k_\infty}{\partial D_m}$ **en fonction de** $D_m$ **à gauche.** $\frac{\partial^2 k_\infty}{\partial D_m^2}$ **en fonction de** $D_m$ **à droite.** $C_b = 2000\ ppm$ en rouge, $C_b = 1000\ ppm$ en noir, $C_b = 20\ ppm$ en bleu.

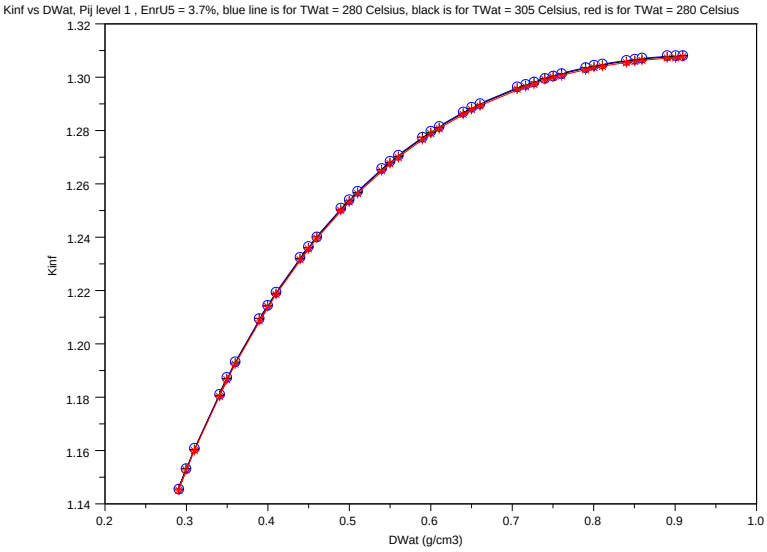



Figure 4.11 $k_\infty$ **en fonction de** $D_m$**.** $T_m = 350°C$ en rouge, $T_m = 305°C$ en noir, $T_m = 280°C$ en bleu.

Pour cette nouvelle grille, la figure 4.13 montre la différence entre les deux interpolations, en fonction de $D_m$.

L'écart $|k_\infty^{\text{splines}} - k_\infty^{\text{linéaire}}|$ reste en-deçà de 100 pcm, ce qui est à la limite du critère que nous nous sommes fixé. On pourrait choisir d'effectuer davantage de calculs si on réalisait des études très précises.

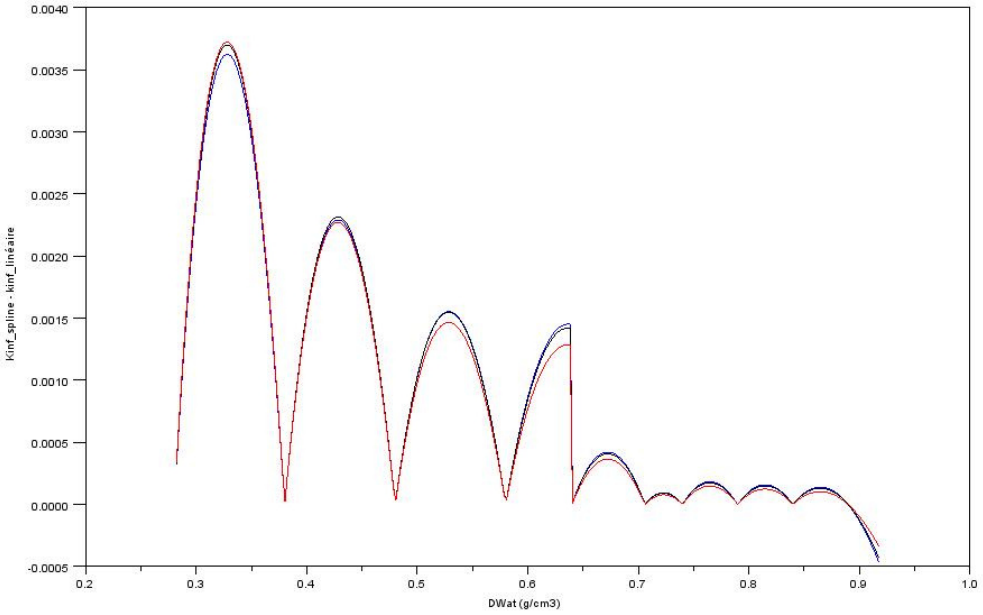



Figure 4.12 $k_\infty^{\textbf{splines}} - k_\infty^{\textbf{linéaire}}$ **en fonction de** $D_m$ **avec 7 points de mesure.** $C_b = 2000\ ppm$ en rouge, $C_b = 1000\ ppm$ en noir, $C_b = 20\ ppm$ en bleu.

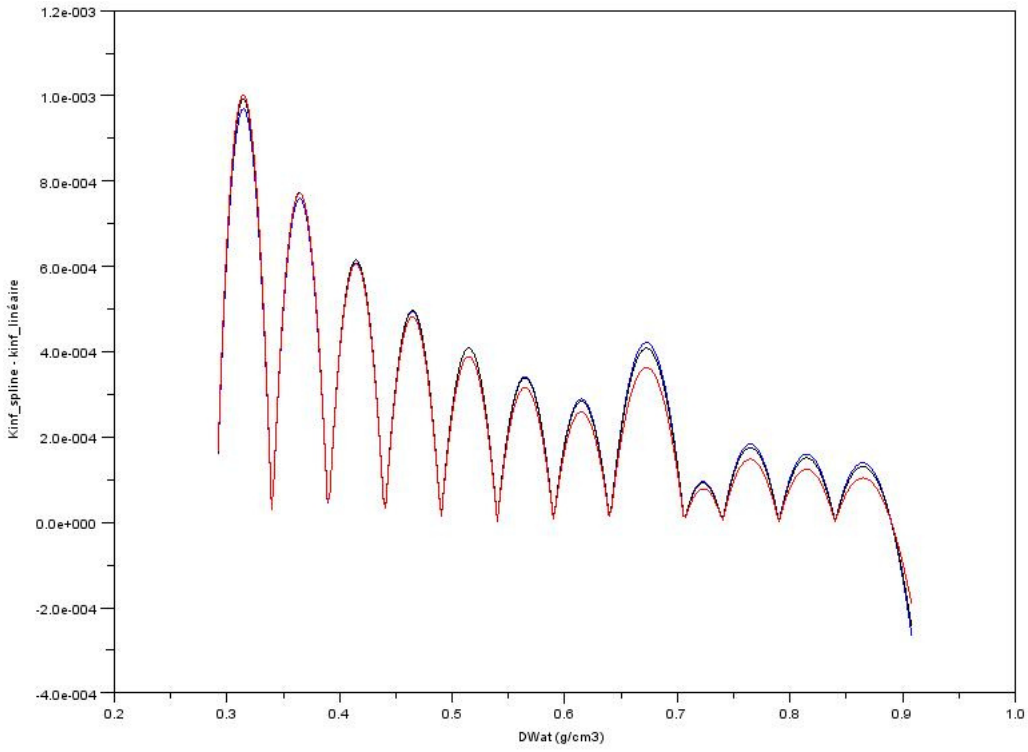



Figure 4.13 $k_\infty^{\textbf{splines}} - k_\infty^{\textbf{linéaire}}$ **en fonction de** $D_m$ **avec 13 points de mesure.** $C_b = 2000\ ppm$ en rouge, $C_b = 1000\ ppm$ en noir, $C_b = 20\ ppm$ en bleu.

### 4.4.5 Synthèse pour $D_m$

On dresse dans le tableau 4.3 les différents couplages entre $D_m$ et les trois autres paramètres de contrôle :

Tableau 4.3 Couplages pour $D_m$

| | $T_f$ | $D_m$ | $C_b$ | $T_m$ |
|---|---|---|---|---|
| $T_f$ | | Fort | Faible | Très faible |
| $D_m$ | Fort | | Très fort | Très faible |
| $C_b$ | Faible | Très fort | | |
| $T_m$ | Très faible | Très faible | | |

## 4.5 Sensibilité de l'assemblage à la concentration en bore $C_b$

Attention, ici la "concentration en bore" désigne la concentration dans le modérateur en *ppm*, et non une densité isotopique absolue.

On fait maintenant varier la concentration en bore autour de sa valeur nominale de 1000 *ppm*, soit sur l'intervalle $[0\ ppm; 2500\ ppm]$. Pour le calcul des dérivées, on se place à $\pm 20$ *ppm* au-dessus et en-dessous de chaque point de mesure.

### 4.5.1 L'effet de la concentration en bore

On le sait, le bore joue un rôle de poison neutronique. Il absorbe les neutrons dans le modérateur et fait donc baisser le $k_\infty$.

Or sa densité isotopique est proportionnelle non seulement à $C_b$ mais aussi à $D_m$. On retrouve ici l'idée d'un fort couplage entre les deux paramètres, déjà testé à la section 4.4.2. On va tester le couplage entre $C_b$ et $T_m$.

### 4.5.2 Influence de $T_m$ sur $(C_b \to k_\infty)$

On trace en figure 4.14 les courbes $(C_b \to k_\infty)$ pour différentes valeurs de $T_m$. En effet, quand $T_m$ augmente, le spectre neutronique est durci et le bore est moins efficace puisque, par effet Doppler, il absorbe surtout dans le domaine thermique. $k_\infty$ diminue donc.

Là encore, les trois courbes sont quasiment confondues et $T_m$ n'a pas d'impact significatif. Les courbes portant sur les dérivées premières sont rapportées figure 4.15.

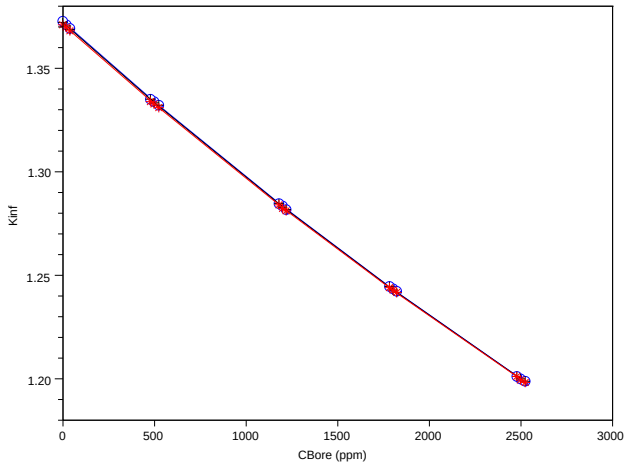



Figure 4.14 $k_\infty$ **en fonction de** $C_b$**.** $T_m = 350°C$ en rouge, $T_m = 305°C$ en noir, $T_m = 280°C$ en bleu.

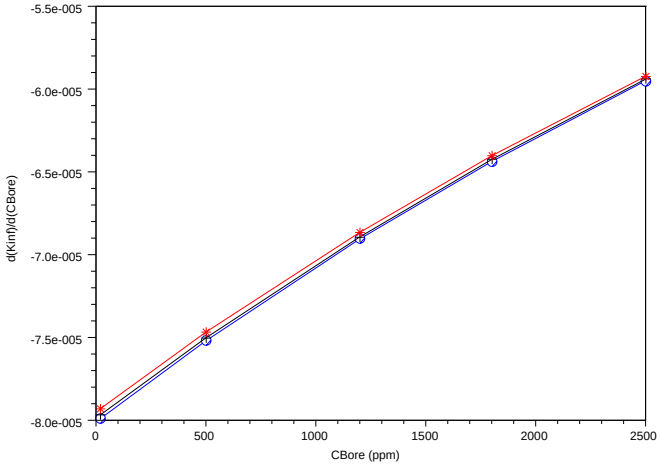



Figure 4.15 $\frac{\partial k_\infty}{\partial C_b}$ **en fonction de** $C_b$**.** $T_m = 350°C$ en rouge, $T_m = 305°C$ en noir, $T_m = 280°C$ en bleu.

Les dérivées sont légèrement croissantes. Cela signifie que les courbes $(C_b \to k_\infty)$ sont légèrement convexes.

### 4.5.3 Considérations sur le placement des mesures, interpolations

Les courbes sont approximativement rectilignes, et devraient être interpolées assez efficacement avec peu de points.

On a choisi ici 5 points de mesures pour $C_b$, à 20 ppm, 500 ppm, 1200 ppm, 1800 ppm et 2500 ppm. La figure 4.16 montre l'évolution de l'écart entre une interpolation linéaire et une interpolation par splines pour trois valeurs de $D_m$.

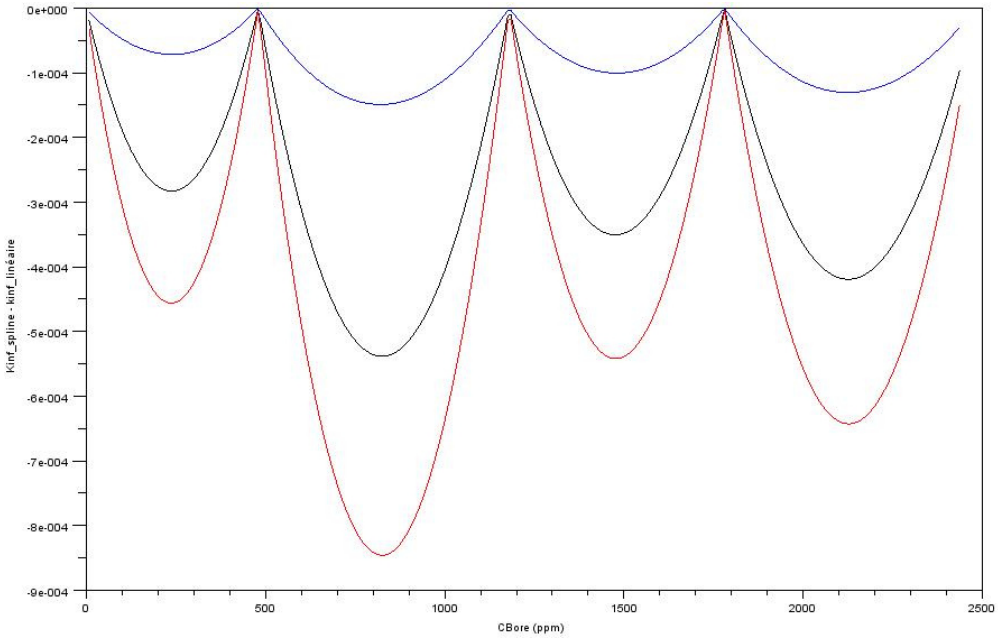



Figure 4.16 $k_\infty^{\textbf{splines}} - k_\infty^{\textbf{linéaire}}$ **en fonction de** $C_b$ **avec 5 points de mesure.** $D_m = 0.9\ g.cm^{-3}$ en rouge, $D_m = 0.716047\ g.cm^{-3}$ en noir, $D_m = 0.3\ g.cm^{-3}$ en bleu.

L'écart $|k_\infty^{\text{splines}} - k_\infty^{\text{linéaire}}|$ reste en-deçà de 90 pcm, ce qui est à la limite du critère que nous nous sommes fixé. Il faudrait faire davantage de calculs si on réalisait des études très précises.

## 4.6 Sensibilité de l'assemblage à la température du modérateur $T_m$

On fait maintenant varier la température du modérateur autour de sa valeur nominale de $305°C$, soit sur l'intervalle $[280°C\ ;\ 350°C]$. Pour le calcul des dérivées, on se place à $\pm 5°C$ au-dessus et en-dessous de chaque point de mesure.

### 4.6.1 L'effet de la température du modérateur

Augmenter la température du modérateur a pour effet de chauffer ou bien de refroidir le spectre neutronique. Notons que l'intervalle $[280°C\ ;\ 350°C]$ correspond en énergie à l'intervalle $[0,045\ eV\ ;\ 0,054\ eV]$.

En effet, on considère qu'après modération, pour des températures inférieures à quelques $eV$, les neutrons se trouvent en équilibre thermique avec le modérateur, et que leur distribution en vitesse est bien approchée par une distribution de Maxwell-Boltzmann (Hébert, 2009) :

$$p(\vec{V_n}) \approx \left(\frac{m_n}{2\pi k_B T_m}\right)^{\frac{3}{2}} \mathrm{e}^{-\frac{m_n V_n^2}{2k_B T_m}}$$

avec $\vec{V_n}$ la vitesse des neutrons dans le référentiel du laboratoire, $p(\vec{V_n})d^3V_n$ la probabilité qu'un neutron ait une vitesse $\vec{V_n}$ à $d^3V_n$ près, $m_n$ la masse du neutron, $k_B$ la constante de Boltzmann.

La figure 4.17 donne qualitativement l'allure générale du spectre neutronique lorsque $T_m$ augmente.

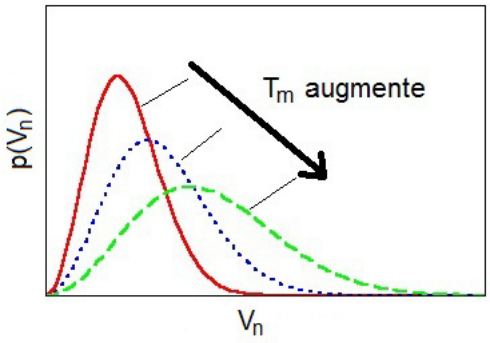



Figure 4.17 Étalement des spectres quasi-maxwelliens des neutrons lorsque $T_m$ augmente.

Cet effet se traduit par des variations de $k_\infty$ lorsque les neutrons ralentis interagissent avec les sections efficaces des atomes en présence. On va observer un effet particulièrement important si le spectre neutronique s'approche ou s'éloigne des énergies auxquelles des isotopes présentent des résonances. Dans le réacteur, la résonance la plus basse en énergie est celle de la section efficace de fission du $^{239}Pu$, à $0,3\ eV$. Cet isotope est absent à burnup nul.

### 4.6.2 Allure de $k_\infty$ en fonction de $T_m$

La figure 4.18 montre la variation du $k_\infty$ en fonction de $T_m$, avec tous les autres paramètres pris à leur valeur nominale.

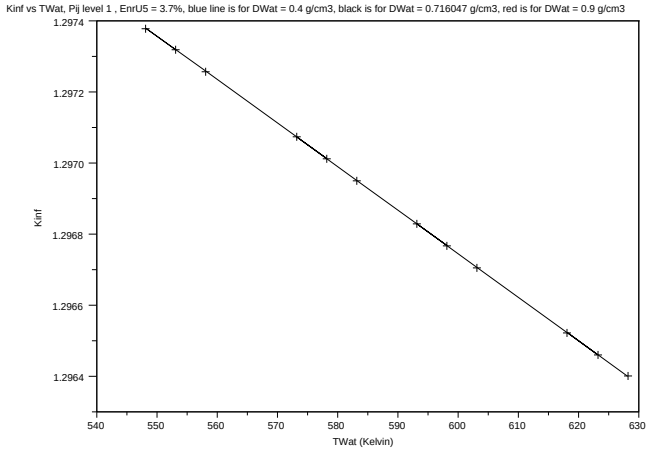



Figure 4.18 $k_\infty$ **en fonction de** $T_m$**.** $T_f$, $D_m$ et $C_b$ nominales.

On constate une allure très rectiligne et quasi-constante ($k_\infty$ ne perd que 100 pcm sur la plage de variation de $T_m$ et passe de 1,2974 à 1,2964).

Cela s'explique par le fait que la courbe a été tracée à burnup nul et que le spectre neutronique interagit avec des sections efficaces proportionnelles à l'inverse de la vitesse des neutrons $V_n$, qui décroissent donc lentement avec $V_n$. Une augmentation de $T_m$ a pour effet de réchauffer le spectre neutronique, donc de rendre la réaction de fission légèrement moins probable, donc de faire légèrement diminuer le $k_\infty$.

On se reportera à la section 4.9 pour une analyse à $Bu = 37,5\ GW.j.t^{-1}$, où on verra que l'effet de $T_m$ est légèrement plus marqué.

### 4.6.3 Considérations sur le placement des mesures, interpolations

Les courbes étant quasi-rectilignes et quasi-constantes, elles devraient être interpolées très efficacement de façon linéaire, même avec peu de points de relevés.

On a choisi ici 4 points de mesures pour $T_m$, à $280°C$, $305°C$, $325°C$ et $350°C$. La figure 4.19 montre l'évolution de l'écart entre une interpolation linéaire et une interpolation par splines pour trois valeurs de $D_m$.

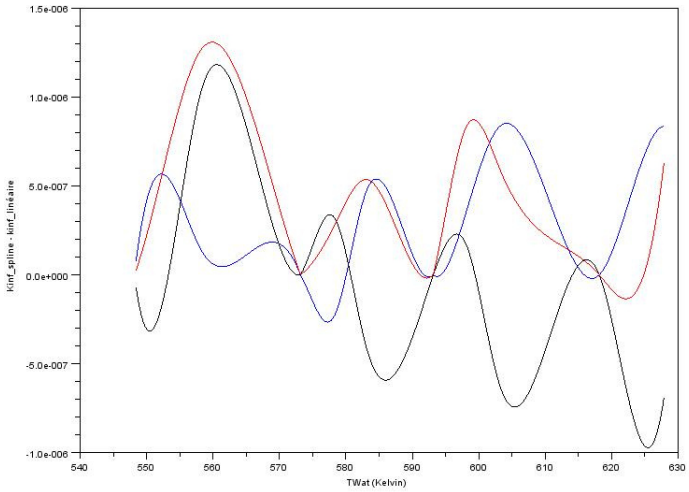



Figure 4.19 $k_\infty^{\textbf{splines}} - k_\infty^{\textbf{linéaire}}$ **en fonction de** $T_m$ **avec 4 points de mesure.** $D_m = 0.9\ g.cm^{-3}$ en rouge, $D_m = 0.716047\ g.cm^{-3}$ en noir, $D_m = 0.3\ g.cm^{-3}$ en bleu.

L'écart $|k_\infty^{\text{splines}} - k_\infty^{\text{linéaire}}|$ est excellent, de l'ordre du *pcm*. On voit même à l'allure de la courbe que l'interpolation par splines n'est pas pertinente par rapport à l'interpolation linéaire. On pourrait se contenter de deux points de mesure, à $280°C$ et $350°C$.

## 4.7 Conclusions sur les couplages et le maillage paramétrique

On peut représenter les grands couplages à l'œuvre dans le tableau 4.4.

Tableau 4.4 Synthèse sur les couplages entre paramètres

| | $T_f$ | $D_m$ | $C_b$ | $T_m$ |
|---|---|---|---|---|
| $T_f$ | | Fort | Faible | Très faible |
| $D_m$ | Fort | | Très fort | Très faible |
| $C_b$ | Faible | Très fort | | Très faible |
| $T_m$ | Très faible | Très faible | Très faible | |

Les principaux couplages lient donc $T_f$ et $D_m$ d'une part, $C_b$ et $D_m$ d'autre part.

C'est une des raisons pour lesquelles le maillage devra être particulièrement serré en $D_m$.

On récapitule dans le tableau 4.5 un maillage à 2340 nœuds que l'on considère ici comme un bon compromis entre temps de calcul et précision. On constate que les paramètres qui nécessitent le plus de points d'évaluation sont $T_f$ et $D_m$.

Tableau 4.5 Synthèse sur le maillage paramétrique

| | Minimum | Nominal | Maximum | Nombre de mesures |
|---|---|---|---|---|
| $T_f$ | $286°C$ | $650°C$ | $1600°C$ | 9 ($< 50$ $pcm$) (resserrées pour $T_f$ faible) |
| $D_m$ | 0.4 $g.cm^{-3}$ | 0.716047 $g.cm^{-3}$ | 0.9 $g.cm^{-3}$ | 13 ($< 100$ $pcm$) |
| $C_b$ | 0 $ppm$ | 1000 $ppm$ | 2500 $ppm$ | 5 ($< 90$ $pcm$) |
| $T_m$ | $280°C$ | $305°C$ | $350°C$ | 4 ($< 0.2$ $pcm$) (peut être revu à la baisse) |

## 4.8 Remarques pour l'$UO_2$ sur l'enrichissement en $^{235}U$

On se pose ici la question de savoir comment l'enrichissement en $^{235}U$ influence la réponse de l'assemblage calculée par DRAGON. L'enrichissement n'est pas un paramètre de tabulation des bibliothèques multiparamétrées, dans la mesure où on a une bibliothèque par assemblage. On va tout de même chercher à savoir si on peut noter des différences de comportement entre des assemblages d'$UO_2$ enrichi à $3,7\%$ et à $5,0\%$.

À la figure 4.20 sont présentées les courbes de l'évolution du $k_\infty$ en fonction de la température du combustible, pour les deux valeurs de l'enrichissement en uranium. Les dérivées première et seconde sont tracées à la figure 4.21.

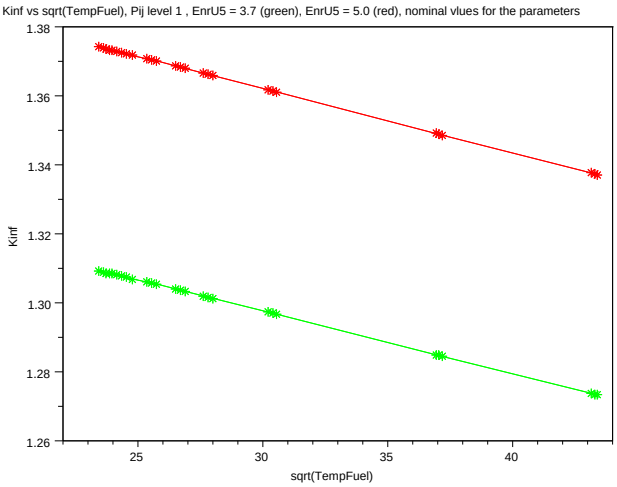



Figure 4.20 $k_\infty$ **en fonction de** $\sqrt{T_f}$**.** $Enr(U5) = 3,7\%$ en vert, $Enr(U5) = 5,0\%$ en rouge.

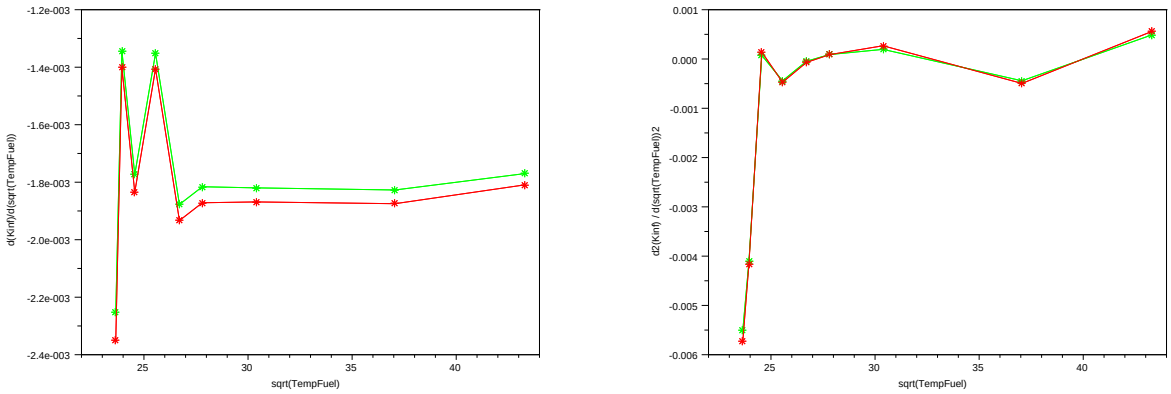



Figure 4.21 $\frac{\partial k_\infty}{\partial \sqrt{T_f}}$ **en fonction de** $\sqrt{T_f}$ **à gauche.** $\frac{\partial^2 k_\infty}{\partial \sqrt{T_f}^2}$ **en fonction de** $\sqrt{T_f}$ **à droite.** $Enr(U5) = 3,7\%$ en vert, $Enr(U5) = 5,0\%$ en rouge.

On constate, et c'est normal, qu'un enrichissement plus fort donne un $k_\infty$ plus élevé. Par contre, l'enrichissement a un impact moindre sur $\frac{\partial k_\infty}{\partial T_f}$ et quasi-nul sur $\frac{\partial^2 k_\infty}{\partial T_f^2}$.

C'est parce que la densité de $^{238}U$ varie peu entre des taux d'enrichissement de $3,7\%$ et $5,0\%$. L'élargissement par effet Doppler des sections efficaces d'absorption et de diffusion (voir 4.3.1) avec la hausse de $T_f$, principale cause de variation de $k_\infty$, se fait donc à des rythmes similaires dans les deux cas.

On considère donc que les points de tabulation et les analyses qualitatives effectuées pour un enrichissement de $3,7\%$ restent valides pour un assemblage d'$UO_2$ enrichi à $5,0\%$.

## 4.9 Assemblage $UO_2$ enrichi à $3,7\%$, $Bu = 37,5\ GW.j.t^{-1}$, généralités

Dans cette section, on va tracer les allures générales de la variation du $k_\infty$ en fonction des quatre paramètres $T_f$, $D_m$, $C_b$ et $T_m$ (en fixant à chaque fois les trois autres paramètres à leur valeur nominale), pour un assemblage à l'$UO_2$ enrichi à $3,7\%$, mais cette fois pour un burnup de $37,5 GW.j.t^{-1}$. On vérifie ici rapidement que le fait que le combustible soit usé n'influence pas trop l'allure des courbes. On a pris moins de points de mesure pour alléger le temps de calcul.

Les allures sont similaires à ce qui a été présenté entre 4.3 et 4.7.

La principale différence réside dans la courbe ($T_m \rightarrow k_\infty$). Elle reste linéaire, mais cette fois l'effet de $T_m$ est important et inversé par rapport à ce qu'on observait à burnup nul (lorsque $T_m$ passe de $280°C$ à $350°C$, le $k_\infty$ augmente de 700 $pcm$ alors qu'il diminuait de 100 $pcm$ à burnup nul). C'est parce que du $^{239}Pu$ a été formé dans le combustible : la section

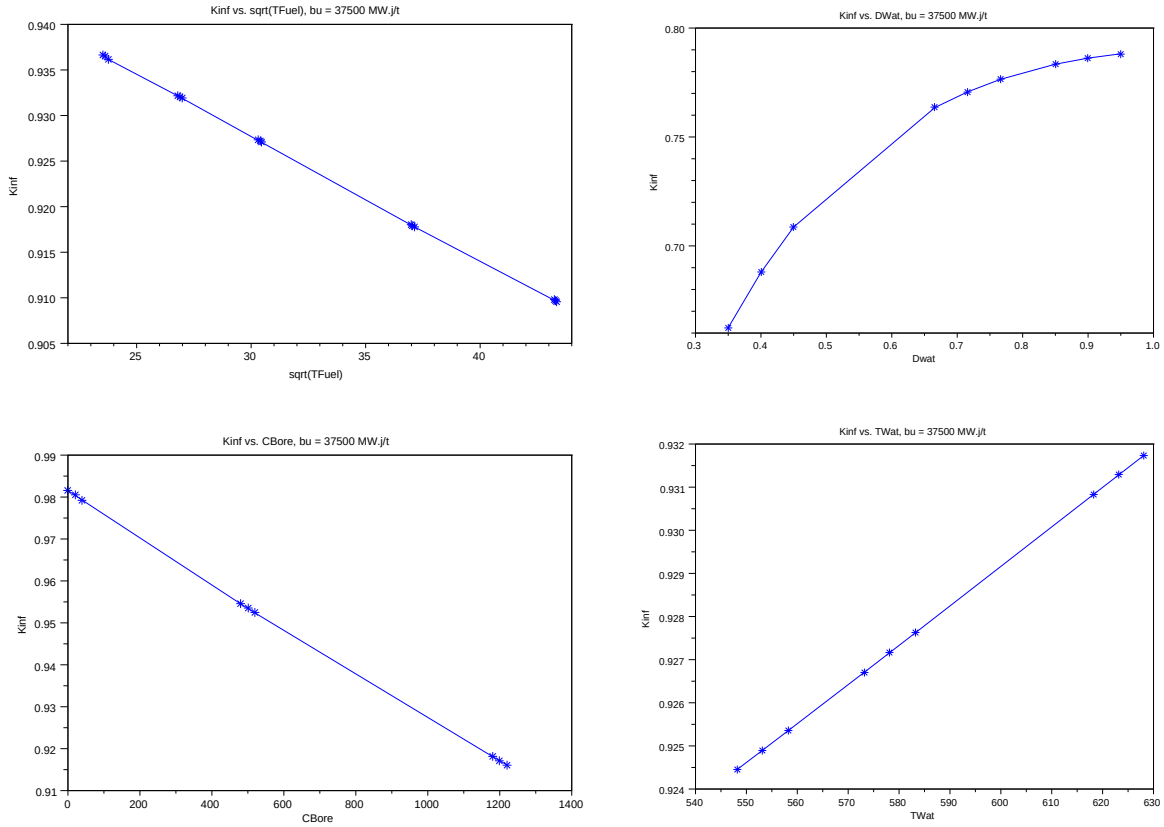



Figure 4.22 ($\sqrt{T_f} \to k_\infty$) en haut à gauche. ($D_m \to k_\infty$) en haut à droite. ($C_b \to k_\infty$) en bas à gauche. ($T_m \to k_\infty$) en bas à droite.

efficace de fission de cet isotope présente en effet une résonance à $0,3\ eV$. L'augmentation de $T_m$ a pour effet de durcir le spectre neutronique, lequel interagit davantage avec cette résonance : $k_\infty$ augmente.

## 4.10 Les autres calculs effectués, MOX et assemblage au gadolinium à burnup nul

On a effectué le même genre de calculs pour d'autres configurations de combustibles :

- un chargement au $MOX$ avec une teneur moyenne en plutonium de 8,65% ;
- un assemblage de type EPR avec 12 crayons dopés au gadolinium comme poison neutronique consommable ;
- différents pas de burnup pour ces trois différents types d'assemblages ;

On ne va présenter ici que les résultats en précisions, avec les courbes ($\wp_i \rightarrow k_\infty^{\text{splines}} - k_\infty^{\text{linéaire}}$), pour les paramètres les plus "difficiles à cerner", à savoir $T_f$ et $D_m$.

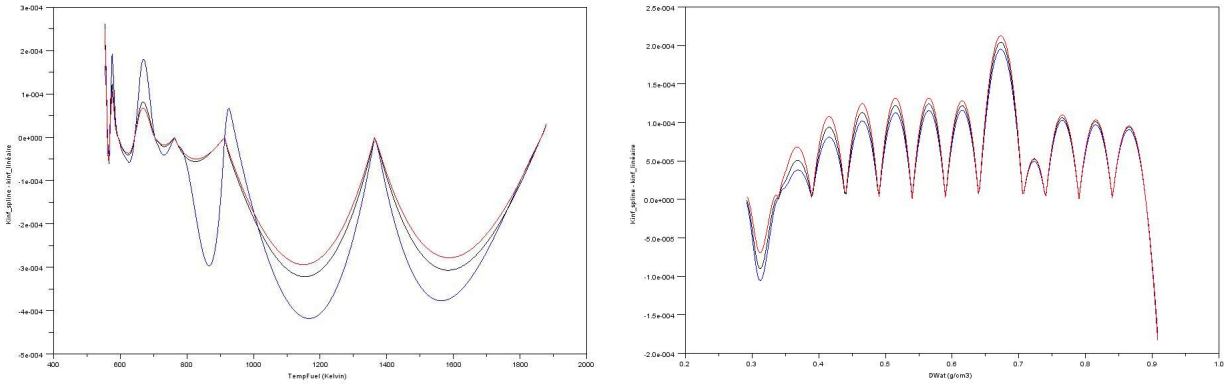


Figure 4.23 **Assemblage** $MOX$**.** $k_\infty^{\textbf{splines}} - k_\infty^{\textbf{linéaire}}$ **en fonction de** $T_f$ **à gauche.** $k_\infty^{\textbf{splines}} - k_\infty^{\textbf{linéaire}}$ **en fonction de** $D_m$ **à droite.** À gauche, $D_m = 0.9\ g.cm^{-3}$ en rouge, $D_m = 0.716047\ g.cm^{-3}$ en noir, $D_m = 0.3\ g.cm^{-3}$ en bleu. À droite, $C_b = 2000\ ppm$ en rouge, $C_b = 1000\ ppm$ en noir, $C_b = 20\ ppm$ en bleu.

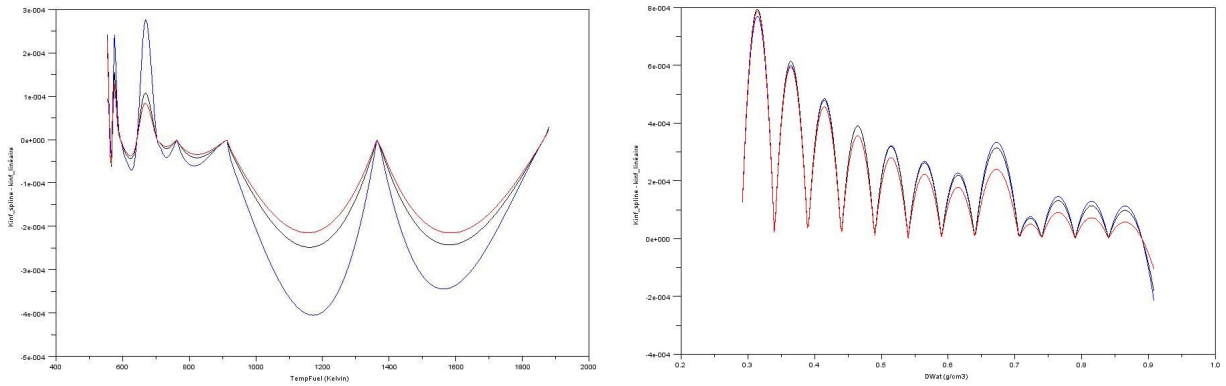


Figure 4.24 **Assemblage Gd.** $k_\infty^{\textbf{splines}} - k_\infty^{\textbf{linéaire}}$ **en fonction de** $T_f$ **à gauche.** $k_\infty^{\textbf{splines}} - k_\infty^{\textbf{linéaire}}$ **en fonction de** $D_m$ **à droite.** À gauche, $D_m = 0.9\ g.cm^{-3}$ en rouge, $D_m = 0.716047\ g.cm^{-3}$ en noir, $D_m = 0.3\ g.cm^{-3}$ en bleu. À droite, $C_b = 2000\ ppm$ en rouge, $C_b = 1000\ ppm$ en noir, $C_b = 20\ ppm$ en bleu.

Là encore, on reste bien dans la limite que l'on s'était imposée de $100pcm$, tant pour l'évaluation en fonction de $T_f$ que de $D_m$.

## 4.11 Conclusion partielle

Le code DRAGON utilisé avec un schéma de calcul à double niveau rend possible l'observation des grands phénomènes physiques à l'œuvre dans le cœur. On a vu qu'il pouvait modéliser un assemblage sous de nombreuses conditions différentes (selon les paramètres thermodynamiques, le type de combustible et le burnup).

Il est donc possible de générer des bibliothèques multiparamétrées cohérentes grâce à DRAGON. Pour un assemblage, à combustible, burnup et position des barres donnés, 2340 calculs donnent des résultats satisfaisants en terme de précision. Le problème réside pour l'heure dans la lecture du fichier SAPHYB de sortie par CRONOS.

Le chapitre qui suit s'attache à une comparaison partielle entre la méthode que nous avons suivie ici (DRAGON avec un schéma à double niveau) et la méthode déjà en place à l'IRSN (APOLLO avec un schéma à simple niveau).

# CHAPITRE 5

## Les calculs d'assemblage, comparaison des résultats livrés par DRAGON à ceux livrés par APOLLO

Rappelons que l'objectif ultime est de rendre possible une substitution d'APOLLO par DRAGON, ce qui pose la question de la comparaison entre les deux codes, ou plutôt les deux méthodes. On confronte donc ici les résultats livrés par la démarche déjà en place à l'IRSN (côté APOLLO) à ceux livrés par la démarche développée avec DRAGON. Non seulement les deux codes ne sont pas identiques, mais ils ne sont pas utilisés l'un et l'autre de la même façon ici.

On a donc deux méthodes en parallèle et on s'intéresse à la façon dont elles traitent un même problème : l'évolution de différentes grandeurs d'assemblage ($k_\infty$, sections efficaces macroscopiques, taux de production) avec le burnup.

C'est dans cette partie que l'on étudiera plus en détail l'influence du schéma de calcul sur les sorties.

### 5.1 Le problème d'intérêt et les deux approches de sa résolution

#### Le problème

On cherche à suivre l'évolution de quelques grandeurs en fonction du burnup pour une exploitation de l'assemblage en conditions nominales (100% de puissance, xénon à l'équilibre, 600 *ppm* de bore dans le modérateur) jusqu'à 72 $GW.j.t^{-1}$. Il s'agit d'une valeur de burnup élevé, mais localement des assemblages peuvent aujourd'hui atteindre des burnups de cet ordre.

Ces grandeurs sont :

- Le $k_\infty$ (grandeur homogénéisée sur l'assemblage) ;
- Les sections efficaces d'absorption et de production pour le groupe thermique et le groupe rapide (grandeurs homogénéisées sur l'assemblage, condensées à deux groupes d'énergie) ;
- Les taux de production de neutrons par crayon (grandeur spatialement distribuée, condensée sur tout le spectre énergétique).

On réalise ces calculs pour les trois types d'assemblage $17 \times 17$ déjà évoqués :

- Un assemblage à l'$UO_2$ enrichi à 3,7% ;
- Un assemblage au $MOX$ à teneur moyenne de 8,65% en plutonium ;

- Un assemblage type EPR avec 12 crayons au gadolinium.

**Les deux voies de résolution**

À burnup donné, les calculs d'assemblages effectués ici par DRAGON et APOLLO suivent les schémas du tableau 5.1.

Tableau 5.1 Les deux schémas de calcul auxquels on a recours

| | DRAGON, Schéma validé par Vallerent (2009) et Reysset (2009) | APOLLO, Schéma aujourd'hui en place à l'IRSN |
|---|---|---|
| Bibliothèque isotopique | JEFF3.1 DRAGLIB | JEF2.2 APOLIB |
| Modèle d'autoprotection des résonances | Méthode des sous-groupes | Autoprotection de type Sanchez-Coste |
| Calcul de flux | $P_{ij}$ à 281 groupes (géométrie grossière, regroupement de cellules en 7 régions) Condensation Équivalence SPH $MOC$ à 26 groupes (géométrie fine) | $P_{ij}$ à 172 groupes (géométrie intermédiaire) |
| Condensation à deux groupes | | |

Le calcul d'évolution se fait quant à lui de façon très similaire dans les deux codes, par calcul d'évolution isotopique. Dans les deux cas on utilise la même échelle de temps à 53 pas de burnup entre 0 $GW.j.t^{-1}$ et 72 $GW.j.t^{-1}$.

## 5.2 Résultats pour l'$UO_2$

L'assemblage $UO_2$ est constitué de $17 \times 17 - 25 = 264$ crayons identiques à l'oxyde d'uranium enrichi à 3,7%.

### 5.2.1 Résultats portant sur le $k_\infty$

La figure 5.1 présente l'évolution du $k_\infty$ en fonction du burnup. On présente à la fois le résultat d'APOLLO, et les deux résultats de DRAGON (aux premier et second niveau du

schéma de calcul).

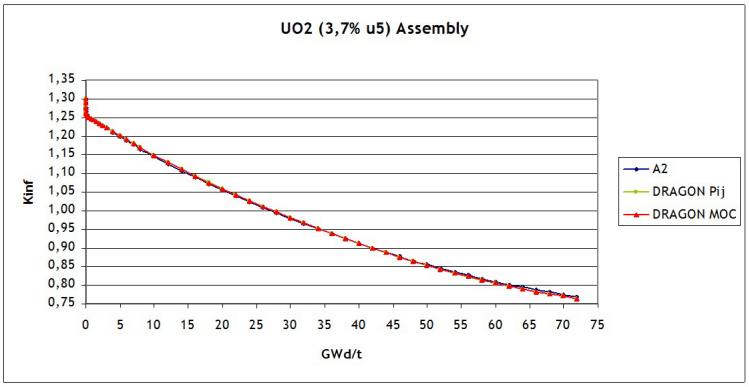



Figure 5.1 Évolution du $k_\infty$ en fonction du burnup, calculée par APOLLO, DRAGON premier niveau et DRAGON second niveau.

On observe bien l'effondrement initial du $k_\infty$ dû à l'apparition du xénon puis des poisons neutroniques. Ensuite, le $k_\infty$ continue de baisser, mais moins rapidement, par usure du combustible. On constate que les résultats sont proches : c'est un "zoom" sur le début de l'évolution qui permet de distinguer les courbes, comme le montre la figure 5.2.

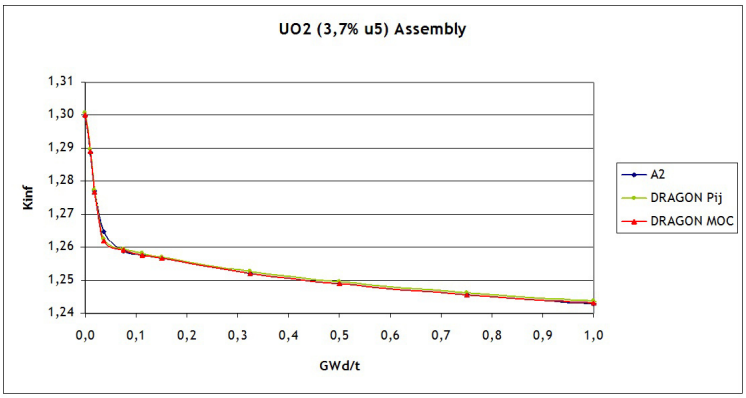



Figure 5.2 Évolution du $k_\infty$ en fonction du burnup, entre 0 $MW.j.t^{-1}$ et 1 $MW.j.t^{-1}$, calculée par APOLLO, DRAGON premier niveau et DRAGON second niveau.

On passe à la différence à la figure 5.3, ce qui permet de constater :

• Que l'écart en $k_\infty$ entre les calculs $P_{ij}$ de DRAGON et d'APOLLO atteint tout de même $+400$ *pcm* et $-500$ *pcm* ;

• Que l'écart en $k_\infty$ entre les deux étapes du schéma de calcul DRAGON est faible par rapport à l'écart entre DRAGON-$P_{ij}$ et APOLLO-$P_{ij}$. Il est de l'ordre de la dizaine de pcm.

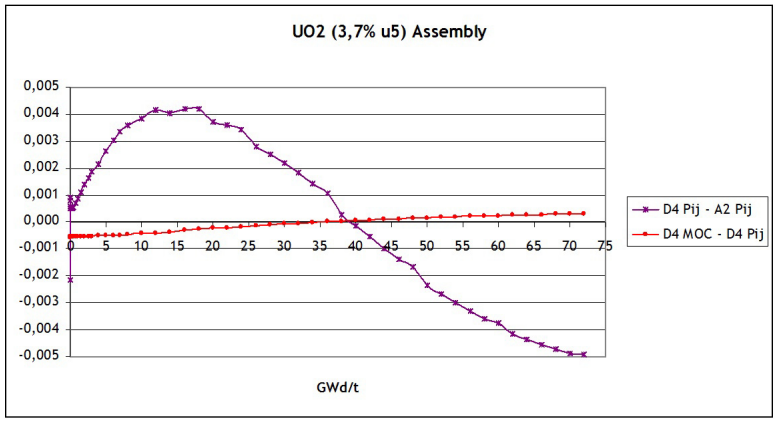


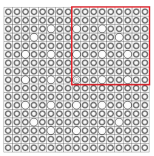

Figure 5.3 Écarts absolus en $k_\infty$, DRAGON-$P_{ij}$ vs. APOLLO-$P_{ij}$ et DRAGON-$P_{ij}$ vs. DRAGON-$MOC$.

### 5.2.2 Résultats portant sur les sections efficaces macroscopiques

On s'intéresse aux sections efficaces de production et d'absorption, pour deux groupes d'énergies. La figure 5.4 montre leur évolution, calculée en DRAGON-$MOC$ et APOLLO-$P_{ij}$. De même que précédemment, si les allures sont très similaires, les écarts peuvent s'avérer non négligeables pour certaines applications. La figure 5.5 montre les écarts relatifs entre DRAGON et APOLLO.

On constate que l'écart relatif en sections efficaces est faible à burnup nul, mais a une tendance à diverger et atteint 2% ou $-4\%$.

### 5.2.3 Résultats portant sur les taux de production



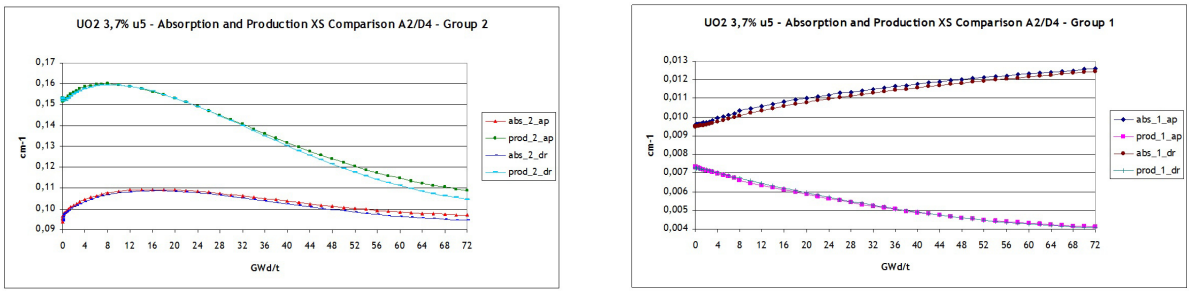



Figure 5.4 **Évolution des sections efficaces d'absorption et de production en fonction du burnup.** Groupe thermique à gauche, groupe rapide à droite ; calculs effectués par DRAGON double niveau et APOLLO simple niveau.

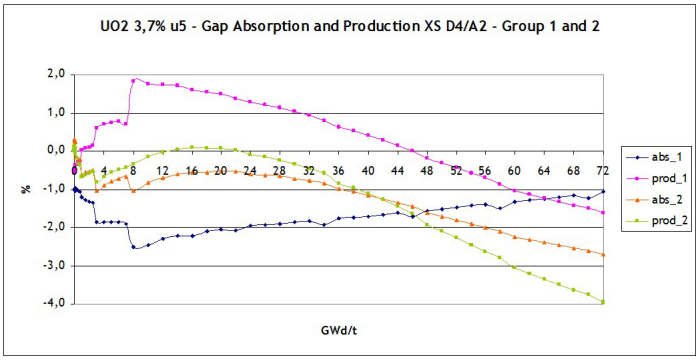



Figure 5.5 Écarts relatifs en (%) entre les sections efficaces calculées par APOLLO-$P_{ij}$ vs. DRAGON-*MOC*, pour les deux groupes, en absorption et production.

On donne ici la valeur crayon par crayon des taux de production normalisés calculés par les deux codes. La normalisation est faite en divisant le taux de production des crayons par le taux de production moyen par crayon. Les tableaux suivants correspondent au quart supérieur droit de l'assemblage, où sont grisés les crayons qui contiennent de l'eau. Par exemple, la figure 5.6 donne les taux de production calculés par DRAGON.

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0,9332 | 0,9332 | 0,9332 | 0,9332 | 0,9332 | 0,9332 | 0,9156 | 0,9161 | 0,8688 |
| 1,0296 | 1,0053 | 1,0053 | 1,0290 | 0,9872 | 0,9872 | 0,9872 | 0,9684 | 0,9161 |
| 0,0 | 1,0455 | 1,0455 | 0,0 | 1,0384 | 1,0384 | 0,9899 | 0,9872 | 0,9156 |
| 1,0428 | 1,0152 | 1,0185 | 1,0554 | 1,0455 | 0,0 | 1,0384 | 0,9872 | 0,9332 |
| 1,0450 | 1,0174 | 1,0196 | 1,0538 | 1,0367 | 1,0455 | 1,0384 | 0,9872 | 0,9332 |
| 0,0 | 1,0472 | 1,0472 | 0,0 | 1,0538 | 1,0554 | 0,0 | 1,0290 | 0,9332 |
| 1,0455 | 1,0180 | 1,0180 | 1,0472 | 1,0196 | 1,0185 | 1,0455 | 1,0053 | 0,9332 |
| 1,0455 | 1,0174 | 1,0180 | 1,0472 | 1,0174 | 1,0152 | 1,0455 | 1,0053 | 0,9332 |
| 0,0 | 1,0455 | 1,0455 | 0,0 | 1,0450 | 1,0428 | 0,0 | 1,0296 | 0,9332 |

Figure 5.6 Taux de production à burnup nul calculés par DRAGON-*MOC*.

Les écarts relatifs à burnup nul entre DRAGON-$MOC$ et APOLLO-$P_{ij}$ sont donnés à la figure 5.7.

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| +0,66 | +0,25 | +0,15 | +0,38 | -0,44 | -1,34 | -0,15 | -0,12 | 0,06 |
| -0,12 | 0,33 | +0,34 | +0,03 | +1,69 | +0,16 | -1,31 | 0,09 | -0,12 |
| | -0,67 | -0,60 | | +0,81 | -0,73 | +0,29 | -1,31 | -0,15 |
| -0,12 | +0,31 | +0,23 | -0,10 | +1,30 | | -0,73 | +0,16 | -1,34 |
| -0,19 | +0,27 | +0,36 | -0,07 | +0,43 | +1,30 | +0,81 | +1,69 | -0,44 |
| | -0,24 | -0,13 | | -0,07 | -0,10 | | +0,03 | +0,38 |
| -0,07 | +0,25 | +0,35 | -0,13 | +0,36 | +0,23 | -0,60 | +0,34 | +0,15 |
| -0,22 | +0,24 | +0,25 | -0,24 | +0,27 | +0,31 | -0,67 | +0,33 | +0,25 |
| | -0,22 | -0,07 | | -0,19 | -0,12 | | -0,12 | +0,66 |

Figure 5.7 Écarts relatifs en (%) du taux de production à burnup nul entre par DRAGON-$MOC$ et APOLLO-$P_{ij}$.

On reste en général en deçà de 1%, mais un crayon présente un écart de 1,69% à la position (2 ;5).

Lorsque le burnup augmente, les écarts se creusent légèrement, comme le montre la figure 5.8 pour un burnup de 20 $GW.j.t^{-1}$. Le même crayon reste en erreur avec un écart de 1,85%.

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| +1,77 | +1,35 | +1,24 | +1,46 | +0,59 | -0,48 | +0,93 | +0,93 | +1,94 |
| -0,89 | +0,31 | +0,33 | -0,70 | +1,85 | +0,11 | -1,58 | -0,05 | +0,93 |
| | -1,38 | -1,33 | | +0,35 | -1,46 | +0,34 | -1,58 | +0,93 |
| -0,81 | +0,33 | +0,26 | -0,69 | +0,94 | | -1,46 | +0,11 | -0,48 |
| -0,90 | +0,30 | +0,44 | -0,74 | +0,60 | +0,94 | +0,35 | +1,85 | +0,59 |
| | -0,92 | -0,83 | | -0,74 | -0,69 | | -0,70 | +1,46 |
| -0,79 | +0,25 | +0,41 | -0,83 | +0,44 | +0,26 | -1,33 | +0,33 | +1,24 |
| -1,07 | +0,20 | +0,25 | -0,92 | +0,30 | +0,33 | -1,38 | +0,31 | +1,35 |
| | -1,07 | -0,79 | | -0,90 | -0,81 | | -0,89 | +1,77 |

Figure 5.8 Écarts relatifs en taux de production à 20 $GW.j.t^{-1}$ entre par DRAGON-$MOC$ et APOLLO-$P_{ij}$.

## 5.3 Résultats pour le $MOX$

L'assemblage $MOX$ est un assemblage à $17 \times 17 - 25 = 264$ crayons. Il y a trois zones à teneur en plutonium différentes, pour une teneur moyenne de $8,65\%$.

### 5.3.1 Résultats portant sur le $k_\infty$

La figure 5.9 présente l'évolution du $k_\infty$ en fonction du burnup.

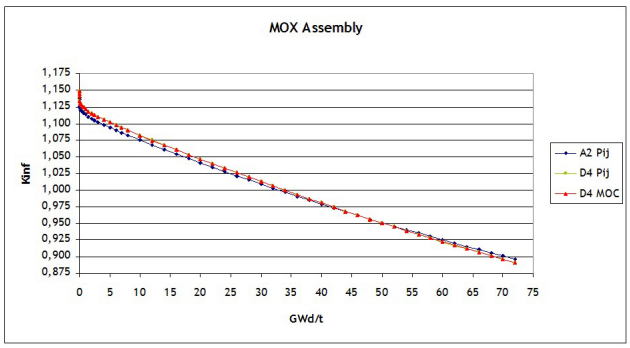



Figure 5.9 Évolution du $k_\infty$ en fonction du burnup, calculée par APOLLO, DRAGON premier niveau et DRAGON second niveau.

À nouveau, on observe l'apparition des poisons neutroniques aux premiers temps de l'exploitation. Les écarts sont plus visibles que pour l'$UO_2$.

La figure 5.10 dilate l'échelle de burnup sur le premier $MW.j.t^{-1}$.

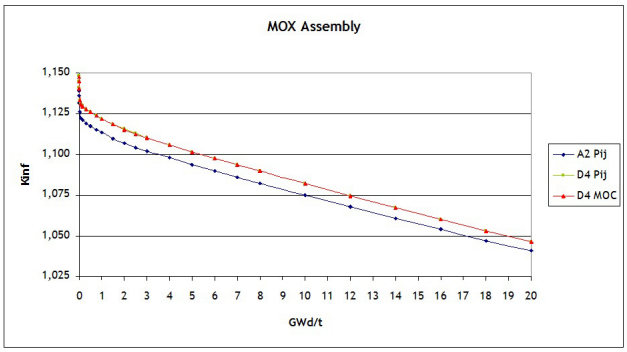



Figure 5.10 Évolution du $k_\infty$ en fonction du burnup, entre 0 $MW.j.t^{-1}$ et 1 $MW.j.t^{-1}$, calculée par APOLLO, DRAGON premier niveau et DRAGON second niveau.

La figure 5.11 montre les écarts absolus entre les résultats des deux codes. Ici, l'écart en $k_\infty$ entre les calculs $P_{ij}$ de DRAGON et d'APOLLO atteint +900 $pcm$, près de deux fois plus que pour l'$UO_2$. Ce maximum est atteint à burnup nul, il ne s'agit donc pas d'une différence dans la façon de traiter l'évolution. La différence peut donc provenir des bibliothèques de sections efficaces microscopiques, du schéma de calcul (regroupements de cellules et regroupement par groupes), ou de la méthode d'autoprotection.

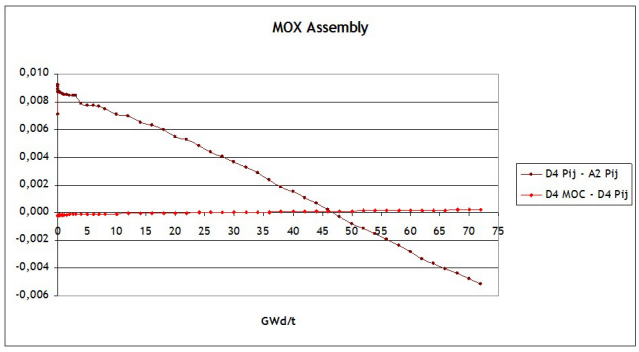



Figure 5.11 Écarts absolus en $k_\infty$, DRAGON-$P_{ij}$ vs APOLLO-$P_{ij}$ et DRAGON-$P_{ij}$ vs. DRAGON-$MOC$

### 5.3.2 Résultats portant sur les sections efficaces macroscopiques

On se contente, à la figure 5.12, de rapporter les écarts relatifs entre les sections efficaces calculées par DRAGON et par APOLLO. Elles sont, comme pour l'$UO_2$ de l'ordre de 2%.

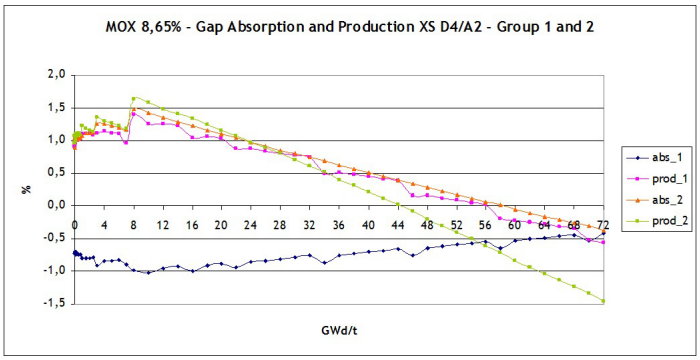



Figure 5.12 Écarts relatifs en (%) entre les sections efficaces macroscopiques calculées par APOLLO-$P_{ij}$ vs. DRAGON-$MOC$, pour les deux groupes, en absorption et production.

### 5.3.3 Résultats portant sur les taux de production

Les écarts relatifs à burnup nul entre DRAGON-$MOC$ et APOLLO-$P_{ij}$ sont donnés à la figure 5.13. On retrouve le fait que les écarts se creusent par rapport au cas de l'$UO_2$ : en couleur sont marqués les crayons qui présentent un écart de plus de 1,8% à burnup nul.

Lorsque le burnup augmente à 20 $GW.j.t^{-1}$, la divergence entre les deux codes s'accentue : en foncé, les crayons présentant un écart relatif de plus de 4,5%.

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| +0,54 | -0,19 | -0,27 | +0,50 | -0,27 | -0,70 | -0,17 | +0,06 | +0,09 |
| -0,50 | +1,11 | +1,27 | -0,31 | +1,88 | -1,05 | +0,63 | -0,02 | +0,06 |
| | -1,51 | -1,45 | | +1,16 | -1,95 | +0,77 | +0,63 | -0,17 |
| -0,80 | +1,17 | +0,95 | -0,89 | +1,85 | | -1,95 | -1,05 | -0,70 |
| -0,93 | +1,23 | +1,49 | -0,65 | +1,69 | +1,85 | +1,16 | +1,88 | -0,27 |
| | -0,91 | -0,79 | | -0,65 | -0,89 | | -0,31 | +0,50 |
| -0,51 | +1,21 | +1,52 | -0,79 | +1,49 | +0,95 | -1,45 | +1,27 | -0,27 |
| -0,79 | +1,18 | +1,21 | -0,91 | +1,23 | +1,17 | -1,51 | +1,11 | -0,19 |
| | -0,79 | -0,51 | | -0,93 | -0,80 | | -0,50 | +0,54 |

Figure 5.13 Écarts relatifs en (%) du taux de production à burnup nul entre par DRAGON-$MOC$ et APOLLO-$P_{ij}$.

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| -1,02 | -1,75 | -1,81 | -1,17 | -1,95 | -2,46 | -0,86 | -6,31 | -7,01 |
| -2,59 | +2,01 | +2,16 | -2,46 | +3,02 | +0,10 | +1,56 | -0,93 | -6,31 |
| | -0,55 | -0,48 | | +2,28 | -0,84 | +1,56 | +1,56 | -0,86 |
| +0,04 | +1,58 | +1,31 | -0,03 | +2,91 | | -0,84 | +0,10 | -2,46 |
| -0,15 | +1,56 | +1,85 | +0,09 | +2,15 | +2,91 | +2,28 | +3,02 | -1,95 |
| | -0,13 | +0,00 | | +0,09 | -0,03 | | -2,46 | -1,17 |
| +0,32 | +1,59 | +1,94 | +0,00 | +1,85 | +1,31 | -0,48 | +2,16 | -1,81 |
| +0,02 | +1,56 | +1,59 | -0,13 | +1,56 | +1,58 | -0,55 | +2,01 | -1,75 |
| | +0,02 | +0,32 | | -0,15 | 0,04 | | -2,59 | -1,02 |

Figure 5.14 Écarts relatifs en (%) du taux de production à 20 $GW.j.t^{-1}$ entre par DRAGON-$MOC$ et APOLLO-$P_{ij}$.

## 5.4 Résultats pour l'assemblage au gadolinium

### 5.4.1 Usage du gadolinium

Il s'agit d'un assemblage type EPR comportant 12 crayons au gadolinium. Le gadolinium est un absorbeur de neutrons qui permet de creuser le flux. Sa particularité est d'être consommable : un atome de gadolinium qui a absorbé un neutron devient neutre. Au fur et à mesure que la population de produits de fission augmente et que la population de noyaux fissiles diminue, il est neutralisé, ce qui a un effet stabilisateur sur le $k_\infty$. Cela permet en particulier d'espacer davantage les rechargements, puisqu'on peut enrichir fortement le combustible, ce qui sera compensé en début d'évolution par l'absorption de neutrons par le gadolinium.

Un autre avantage lié à son utilisation est qu'il permet de ne pas trop diluer de poison neutronique dans le modérateur. On risquerait alors d'obtenir un cœfficient de vide positif, ce qui est interdit pour les REP. En effet, une perte de modérateur susciterait alors une augmentation de la réactivité.

Dans ce qui suit, les crayons à gadolinium sont surlignés en vert.

### 5.4.2 Traitement neutronique

Pour traiter le gadolinium du point de vue de la neutronique, on a, sous APOLLO comme sous DRAGON :

- Fortement resserré les pas de burnup en début d'évolution ;
- Autoprotégé le gadolinium ;
- Divisé géométriquement les crayons au gadolinium en six couronnes.

### 5.4.3 Résultats portant sur le $k_\infty$

La figure 5.15 présente l'évolution du $k_\infty$ en fonction du burnup.

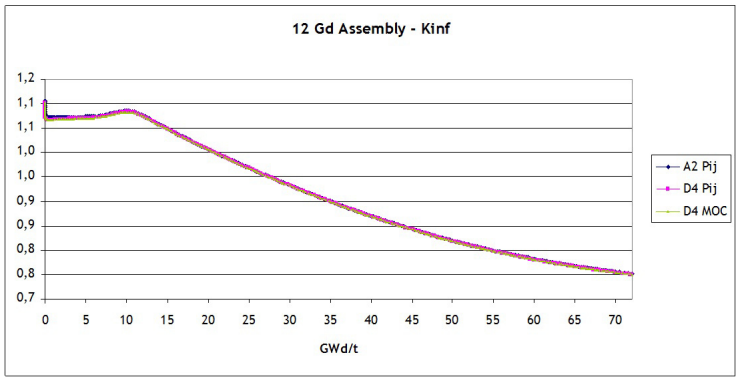



Figure 5.15 Évolution du $k_\infty$ en fonction du burnup, calculée par APOLLO, DRAGON-$P_{ij}$ et DRAGON-$MOC$.

On constate bien l'effet plateau attendu. On "zoome" en figure 5.16 sur le premier $MW.j.t^{-1}$ mais aussi sur la crête du $k_\infty$ autour de 10 $MW.j.t^{-1}$. Les écarts calculés sont alors de l'ordre de 1000 $pcm$, plus élevés que dans les deux cas précédents.

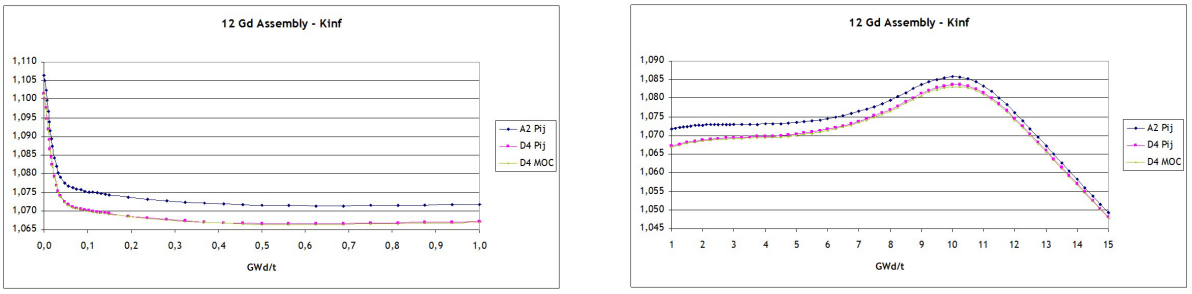



Figure 5.16 Évolution du $k_\infty$ en fonction du burnup, entre 0 $MW.j.t^{-1}$ et 1 $MW.j.t^{-1}$ (à gauche), et autour de 10 $MW.j.t^{-1}$ (à droite), calculée par APOLLO, DRAGON-$P_{ij}$ et DRAGON-$MOC$.

### 5.4.4 Résultats portant sur les sections efficaces macroscopiques

La figure 5.17 donne les écarts relatifs entre les sections efficaces calculées par DRAGON et par APOLLO. Elles sont, comme pour l'$UO_2$ et le $MOX$, de l'ordre de 2%.

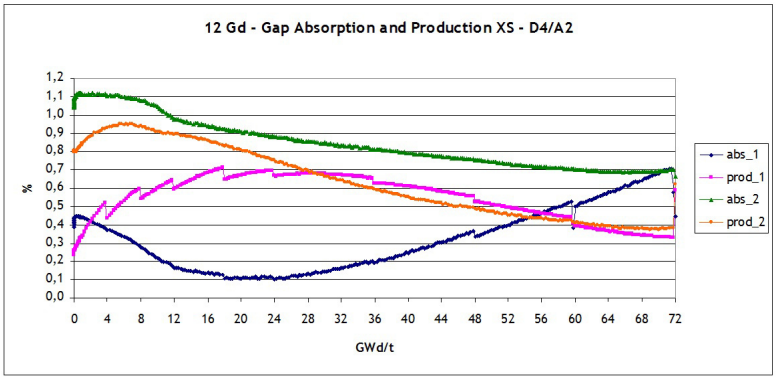



Figure 5.17 Écarts relatifs entre les sections efficaces calculées par APOLLO-$P_{ij}$ vs. DRAGON-$MOC$, pour les deux groupes, en absorption et production.

On reviendra en 5.5.2 sur cette allure en dents de scie des sections efficaces de production dans le groupe rapide. C'est un comportement que l'on aurait pu noter sur d'autres courbes mais qui est particulièrement marqué ici.

### 5.4.5 Résultats portant sur les taux de production

Les écarts relatifs à burnup nul entre DRAGON-$MOC$ et APOLLO-$P_{ij}$ sont donnés à la figure 5.18. Ceux-ci sont plus marqués que dans les deux cas précédents et ne sont plus négligeables, avec de nombreux crayons à plus de 2% d'écart. Sont surlignés en clair les crayons qui présentent un écart de plus de 2% à burnup nul, en foncé ceux qui présentent un écart de plus de 4,5%.

Lorsque le burnup augmente à 20 $GW.j.t^{-1}$, la divergence entre les deux codes s'atténue cette fois.

Par contre, au niveau des crayons à gadolinium, on a un écart d'environ 15%. Cela tend à suggérer qu'il existe une différence entre les codes dans le traitement des chaînes d'évolution du gadolinium.

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| +3,78 | +3,23 | +2,82 | +2,35 | +0,41 | -2,00 | +1,00 | +0,51 | +2,50 |
| -0,59 | +0,02 | -0,45 | -0,69 | +4,16 | -0,45 | -6,39 | -1,96 | +0,51 |
| | +0,36 | -0,56 | | +2,91 | -3,79 | *-4,96* | -6,39 | +1,00 |
| -0,50 | -0,43 | -0,01 | -1,04 | -1,19 | | -3,79 | -0,45 | -2,00 |
| -0,27 | +0,06 | *-5,29* | -0,45 | +0,23 | -1,19 | +2,91 | +4,16 | +0,41 |
| | +1,67 | -3,22 | | -0,45 | -1,04 | | -0,69 | +2,35 |
| -0,06 | +0,91 | -1,18 | -3,22 | *-5,29* | -0,01 | -0,56 | -0,45 | +2,82 |
| +0,20 | +0,21 | +0,91 | +1,67 | +0,06 | -0,43 | +0,36 | +0,02 | +3,23 |
| +0,39 | +0,20 | -0,06 | | -0,27 | -0,50 | | -0,59 | +3,78 |

Figure 5.18 Écarts relatifs en (%) du taux de production à burnup nul entre DRAGON-$MOC$ et APOLLO-$P_{ij}$.

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| +3,31 | +2,91 | +2,89 | +3,10 | +2,14 | +1,18 | +2,11 | +1,61 | +4,72 |
| -1,36 | -0,18 | -0,08 | -1,37 | +1,04 | -0,49 | -1,52 | -1,30 | +1,61 |
| | -1,58 | -1,41 | | -0,23 | -0,81 | *-16,37* | -1,52 | +2,11 |
| -0,55 | +0,83 | +1,30 | -0,46 | +1,01 | | -0,81 | -0,49 | +1,18 |
| -0,41 | +1,45 | *-15,10* | +0,19 | +1,13 | +1,01 | -0,23 | +1,04 | +2,14 |
| | -0,78 | +0,76 | | +0,19 | -0,46 | | -1,37 | +3,10 |
| -0,32 | +0,57 | +1,73 | +0,76 | *-15,10* | +1,30 | -1,41 | -0,08 | +2,89 |
| +0,45 | +0,56 | +0,57 | -0,78 | +1,45 | +0,83 | -1,58 | -0,18 | +2,91 |
| +0,54 | +0,45 | -0,32 | | -0,41 | -0,55 | | -1,36 | +3,31 |

Figure 5.19 Écarts relatifs en (%) du taux de production à 20 $GW.j.t^{-1}$ entre par DRAGON-$MOC$ et APOLLO-$P_{ij}$.

## 5.5 Conclusions sur la comparaison entre la démarche APOLLO et la démarche DRAGON

### 5.5.1 Des écarts substantiels entre les résultats, notamment évolués

Des écarts entre les deux jeux de résultats ont été repérés. Ceux-ci avaient tendance à se creuser avec le burnup, ce qui indique que les calculs d'évolution présentent des nuances chez APOLLO et DRAGON.

Cela est peut-être dû aux différences de schémas de calcul. Dans le cas d'APOLLO on a un calcul par la méthode des $P_{ij}$ à 172 groupes, qui intègre le calcul d'évolution. Par contre, sous DRAGON, le calcul d'évolution est effectué à 26 groupes mais à partir d'un flux neutronique *a priori* plus précis.

Cela peut également être lié aux différences entre les bibliothèques microscopiques, aux différences entre les chaînes d'évolution et aux différences entre les méthodes d'autoprotection des résonances.

Cela étant dit, on a aussi constaté des écarts à burnup nul (figures 5.11, 5.12, 5.17, 5.18), en particulier dans les calculs d'assemblage $MOX$ et gadolinium, au niveau $P_{ij}$. Cela montre que les chaînes d'évolution ne peuvent être les seules en cause.

### 5.5.2 L'impact du schéma de calcul

**Simple et double niveau.** Le $k_\infty$ varie peu entre les niveaux DRAGON-$P_{ij}$ et DRAGON-$MOC$ (en tout cas pour l'$UO_2$ et le $MOX$, comme on l'a vu aux figures 5.3 et 5.11). La différence est très inférieure en ordre de grandeur à la différence de $k_\infty$ constatée entre DRAGON-$P_{ij}$ et APOLLO-$P_{ij}$. Cela pourrait laisser penser que le schéma a double niveau apporte peu par rapport au schéma à simple niveau.

Toutefois, on a vu que sur la distribution des taux de production, à burnup nul, les écarts entre les deux codes étaient importants dans le cas du $MOX$ et encore davantage dans le cas du gadolinium. Or ce sont des assemblages présentant une forte hétérogénéité spatiale. On peut donc soupçonner que dans ces cas, le recours au schéma à double niveau introduit des différences importantes, mais pour confirmer cela, il faudrait effectuer davantage de comparaisons, notamment entre les deux niveaux du calcul DRAGON.

**L'autoprotection lors du calcul d'évolution.** Revenons sur les dents de scie des figures 5.12 et 5.17. On remarque que ces sauts dans l'écart entre les codes ont lieu au moment du calcul d'autoprotection qui affine la microlib. On remarque aussi, mais ce serait à confirmer avec davantage de calculs, que ces étapes d'autoprotection semblent avoir tendance à faire diminuer l'écart entre les sections efficaces calculées par DRAGON et APOLLO. Là encore, il faudrait creuser la question pour savoir d'où viennent les différences.

### 5.5.3 Un développement possible : utiliser la formule des quatre facteurs

Ces écarts nécessiteraient des investigations supplémentaires. Afin d'en identifier la cause, on pourrait par exemple faire calculer les "quatre facteurs" sur les assemblages par chacun des codes. On rappelle que la formule des quatre facteurs s'écrit :

$$k_\infty = \eta f p \epsilon$$

avec :

- $\eta$ **le facteur de reproduction :** c'est le nombre de neutrons produits par fission pour une absorption dans le combustible :

$$\eta = \frac{\nu \sigma_f^{\text{combustible}}}{\sigma_a^{\text{combustible}}}$$

- $f$ **le facteur d'utilisation thermique :** c'est la probabilité pour qu'un neutron ab-

sorbé le soit dans le combustible :

$$f = \frac{\Sigma_a^{\text{combustible}}}{\Sigma_a}$$

- $p$ **le facteur antitrappe :** c'est la probabilité pour qu'un neutron émis par fission soit ralenti jusqu'au groupe thermique sans être absorbé ;
- $\epsilon$ **le facteur de fission rapide :** c'est le rapport entre le nombre total de neutrons produits par fission et le nombre de neutrons produits par fission après l'absorption d'un neutron rapide.

Ces quatre facteurs peuvent être calculés à partir des densités isotopiques, des sections efficaces microscopiques et macroscopiques et des valeurs que prennent le $k_\infty$ et $B^2$. On pourrait les calculer avec DRAGON d'une part, APOLLO d'autre part, afin de mieux situer les sources d'écarts.

### 5.5.4 Conclusion

Les deux approches présentent donc des différences en termes de résultats, qui sont difficiles à interpréter en l'état et peuvent être d'origines diverses, plus ou moins fondamentales. Mais on peut souligner tout de même une cohérence globale entre les deux codes.

Pour aller plus loin, on souhaite maintenant réaliser quelques calculs de cœur à partir des résultats des codes de réseau.

# CHAPITRE 6

# Les calculs de cœur entier, comparaison DRAGON-PARCS vs. APOLLO-CRONOS

L'impossibilité dans les faits de modéliser les contre-réactions à partir de DRAGON via HEMERA n'empêche pas de faire des calculs de cœur entier à partir des sorties livrées par DRAGON. L'IRSN s'intéressait aux alternatives à CRONOS, et en particulier au code américain PARCS (Purdue Advanced Reactor Code Simulator), que l'on a présenté en 1.3.2. Ces calculs permettent donc d'effectuer une comparaison purement neutronique, sans faire intervenir de phénomènes thermohydrauliques.

On va donc dans cette partie exposer la manière dont on a modélisé un cœur entier de réacteur de type REP $900MWe$, composé de 157 assemblages, entourés d'un réflecteur à l'eau légère.

On rappelle que le code de cœur va résoudre l'équation de la diffusion par une méthode des éléments finis (CRONOS) ou par une méthode des différences finies (PARCS).

D'un point de vue pratique, un écart de plus de 1% sur les résultats entre PARCS et CRONOS a déjà des conséquences notables pour les analyses de sûreté. Ici, puisque les données d'entrée fournies par APOLLO et DRAGON peuvent déjà présenter des écarts de quelques %, on considérera qu'un écart entre les résultats fournis de part et d'autre est important si il dépasse 5%.

## 6.1 Éléments de neutronique d'assemblage réclamés par le code de cœur, jeux de données d'entrée de PARCS

### 6.1.1 Les grandeurs d'entrée du code de cœur et les branchements code-à-code

Pour pouvoir résoudre l'équation de la diffusion sur le cœur de réacteur (voir 2.22), et ainsi déterminer le flux neutronique, les codes PARCS et CRONOS ont besoin de la donnée :

- des sections efficaces macrosopiques d'assemblage (section efficace macroscopique d'absorption, section efficace macroscopique $\nu\Sigma_f$, section efficace de déplacement (voir 2.4.1)) ;
- des cœfficients de diffusion des assemblages, nécessaires pour exprimer les équations du problème en diffusion et non en transport (2.4.1) ;
- pour PARCS, des dérivées partielles en fonction des paramètres de contre-réactions de ces sections efficaces et de ces cœfficients de diffusion (voir l'équation 3.1) ;
- pour PARCS, des facteurs de discontinuité des assemblages, nécessaires à la fermeture

du problème aux valeurs propres. Ils fixent le rapport entre le flux moyen de l'assemblage et le flux à sa surface (voir 2.4.3).

Dans le cas du branchement entre APOLLO et CRONOS, ces données figurent dans les SAPHYB générées par APOLLO version 2. Ce branchement est traditionnel à l'IRSN et ne pose pas de difficulté technique particulière.

Par contre, il ne préexiste pas de structure à même de livrer à PARCS les résultats en sections efficaces à partir des sorties de DRAGON. On en effectue donc manuellement la saisie pour PARCS. À titre d'exemple, la figure 6.1, extraite du jeu de données d'entrée de PARCS, donne la définition des compositions avec lesquelles on remplira la géométrie du cœur.

| Comp Number | Energy Group | Diffusion Coef. | Absorption | nuFiss | Scattering |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 1 | 1.25864E+00 | 9.45737E-03 | 7.27019E-03 | 1.56874E-02 |
| | 2 | 4.00960E-01 | 9.42807E-02 | 1.53513E-01 | |
| 2 | 1 | 1.29086E+00 | 1.48588E-02 | 1.16349E-02 | 1.18666E-02 |
| | 2 | 3.62994E-01 | 2.79232E-01 | 4.48681E-01 | |
| 3 | 1 | 3.89987E-01 | 1.77252E-02 | 0.00000E+00 | 9.48440E-03 |
| | 2 | 7.13397E-01 | 1.11478E-01 | 0.00000E+00 | |
| 4 | 1 | 2.06969E-01 | 7.65185E-03 | 0.00000E+00 | 2.00239E-02 |
| | 2 | 6.27341E-01 | 2.82751E-02 | 0.00000E+00 | |
| 5 | 1 | 2.31244E-01 | 7.41216E-03 | 0.00000E+00 | 1.87184E-02 |
| | 2 | 6.27648E-01 | 1.98432E-02 | 0.00000E+00 | |

Figure 6.1 Extrait du jeu de données pour le calcul de cœur sous PARCS. Définition des compositions. 1 : assemblage $UO_2$ ; 2 : assemblage $MOX$ ; 3 : réflecteur radial ; 4 : réflecteur haut ; 5 : réflecteur bas.

Les sections efficaces macroscopiques sont directement calculées par DRAGON et présentes dans le fichier de sortie, mais il reste à déterminer les facteurs de discontinuité des assemblages.

### 6.1.2 La question des facteurs de discontinuité

Les facteurs de discontinuité (voir 2.4.3) sont nécessaires pour effectuer un calcul de cœur avec PARCS, comme on l'a vu.

Dans le cas de DRAGON, on les calcule par une méthode similaire à celle de l'obtention des facteurs d'équivalence de Selengut. On réalise un calcul de flux sur la géométrie d'assemblage

de base, que l'on entoure d'une lame d'eau de 0.01 cm. Le flux dans cette lame d'eau constitue alors le flux surfacique.

On a, avec $ADF$ (pour Assembly Discontinuity Factor) le cœfficient de discontinuité de l'assemblage :

$$ADF^g = \frac{\phi^g_{\text{surface}}}{\bar{\phi}^g_{\text{assemblage}}}$$

## 6.2 Le cœur modélisé et la question du réflecteur

On modélise le même cœur sous PARCS et sous CRONOS.

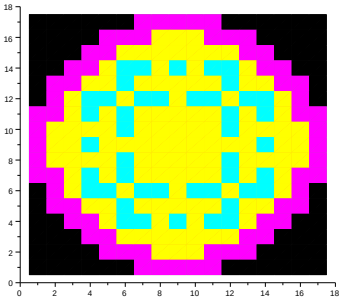


Figure 6.2 Plan de chargement du cœur modélisé. Réflecteur en rose, assemblages $UO_2$ en jaune et assemblages $MOX$ en bleu.

### 6.2.1 Discrétisation spatiale

On effectue ici la modélisation d'un cœur simple :

- Le chargement est de type "parité $MOX$" et comporte deux types d'assemblage : 2/3 d'assemblages au combustible $UO_2$ enrichi à 3,7%, et 1/3 d'assemblages au combustible $MOX$ à teneur moyenne en plutonium de 8,65% (voir figure 6.2 pour le plan de chargement). La distribution de burnup est constante sur tout le cœur ;
- Les paramètres thermohydrauliques de contre-réactions ($T_f$, $D_m$, $T_m$ et $C_b$) sont homogènes sur le cœur et pris à leurs valeurs nominales ;
- Un réflecteur entoure le cœur, il s'agit d'un mélange isotopique homogène entre une couche d'eau légère de 18 cm d'épaisseur et une couche d'acier de 2,6 cm d'épaisseur.

La discrétisation spatiale retenue est tridimensionnelle. Le cœur est divisé radialement en cellules carrées de 21,6 cm de côté (ce sont les assemblages), et axialement en cellules de 10 cm de long (pour le réflecteur) et de 11,5 cm de long (pour les régions à combustible).

Les figures 6.3 et 6.4 présentent la discrétisation du cœur sous PARCS (respectivement radiale et axiale) et son remplissage par les compositions de la figure 6.1.

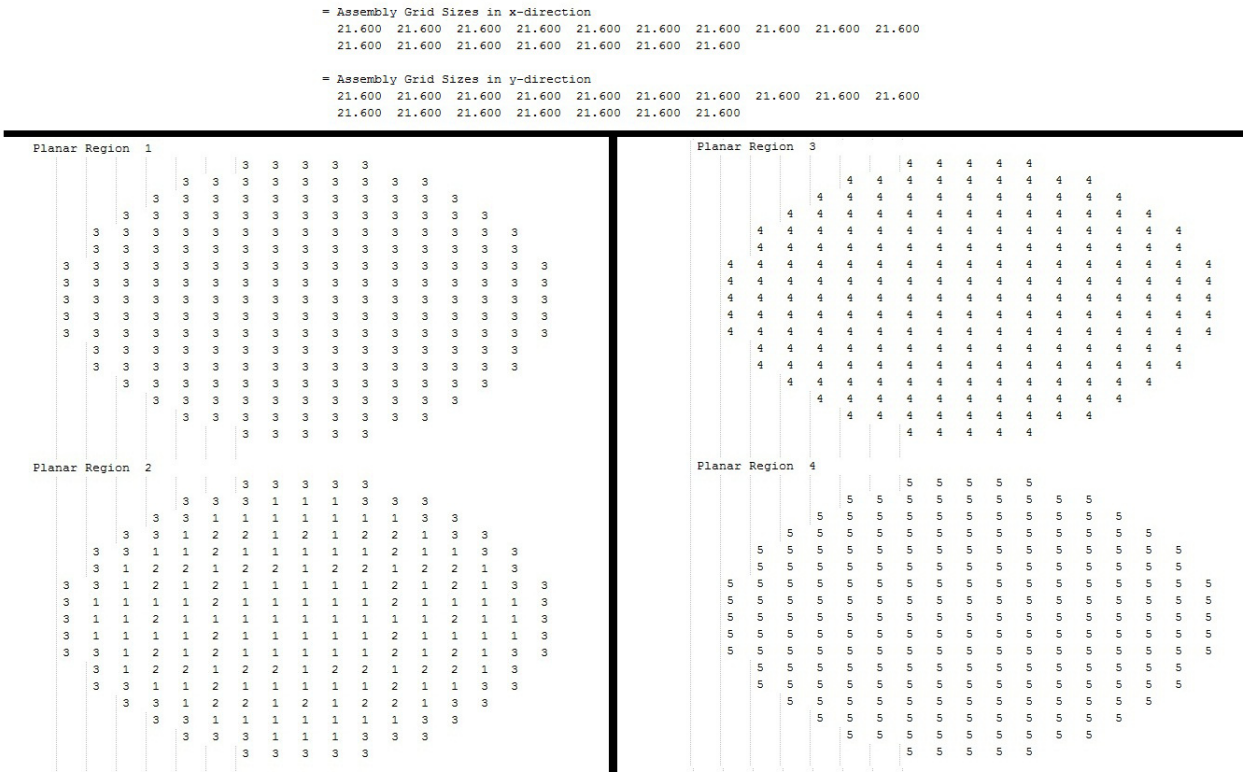



Figure 6.3 Extrait du jeu de données pour le calcul de cœur sous PARCS. Discrétisation radiale et remplissage par compositions. La région 1 ne sera pas utilisée.

### 6.2.2 Modélisation du réflecteur avec PARCS

La modélisation neutronique des propriétés du réflecteur est un sujet difficile qui dépasse le cadre de ce projet. C'est un objet d'étude actuel qui dépasse largement le cadre de ce projet, qui fait intervenir des matrices d'albédos à la surface du cœur (voir par exemple (Sandrin, 2010)).

= Axial Mesh Structure

| Plane Number | Mesh Size | Mid Point |
|---|---|---|
| 1 | 10.000 | 5.000 |
| 2 | 10.000 | 15.000 |
| 3 | 11.500 | 25.750 |
| 4 | 11.500 | 37.250 |
| 5 | 11.500 | 48.750 |
| 6 | 11.500 | 60.250 |
| 7 | 11.500 | 71.750 |
| 8 | 11.500 | 83.250 |
| 9 | 11.500 | 94.750 |
| 10 | 11.500 | 106.250 |
| 11 | 11.500 | 117.750 |
| 12 | 11.500 | 129.250 |
| 13 | 11.500 | 140.750 |
| 14 | 11.500 | 152.250 |
| 15 | 11.500 | 163.750 |
| 16 | 11.500 | 175.250 |
| 17 | 11.500 | 186.750 |
| 18 | 11.500 | 198.250 |
| 19 | 11.500 | 209.750 |
| 20 | 11.500 | 221.250 |
| 21 | 11.500 | 232.750 |
| 22 | 11.500 | 244.250 |
| 23 | 11.500 | 255.750 |
| 24 | 11.500 | 267.250 |
| 25 | 11.500 | 278.750 |
| 26 | 11.500 | 290.250 |
| 27 | 11.500 | 301.750 |
| 28 | 11.500 | 313.250 |
| 29 | 11.500 | 324.750 |
| 30 | 11.500 | 336.250 |
| 31 | 11.500 | 347.750 |
| 32 | 11.500 | 359.250 |
| 33 | 11.500 | 370.750 |
| 34 | 11.500 | 382.250 |
| 35 | 10.000 | 393.000 |
| 36 | 10.000 | 403.000 |

= Assignment of Planar Regions to Planes

| Plane Number | Plane Type | Planar Region Number |
|---|---|---|
| 1 | Bottom Ref | 4 |
| 2 | Bottom Ref | 4 |
| 3 | Fuel Region | 2 |
| 4 | Fuel Region | 2 |
| 5 | Fuel Region | 2 |
| 6 | Fuel Region | 2 |
| 7 | Fuel Region | 2 |
| 8 | Fuel Region | 2 |
| 9 | Fuel Region | 2 |
| 10 | Fuel Region | 2 |
| 11 | Fuel Region | 2 |
| 12 | Fuel Region | 2 |
| 13 | Fuel Region | 2 |
| 14 | Fuel Region | 2 |
| 15 | Fuel Region | 2 |
| 16 | Fuel Region | 2 |
| 17 | Fuel Region | 2 |
| 18 | Fuel Region | 2 |
| 19 | Fuel Region | 2 |
| 20 | Fuel Region | 2 |
| 21 | Fuel Region | 2 |
| 22 | Fuel Region | 2 |
| 23 | Fuel Region | 2 |
| 24 | Fuel Region | 2 |
| 25 | Fuel Region | 2 |
| 26 | Fuel Region | 2 |
| 27 | Fuel Region | 2 |
| 28 | Fuel Region | 2 |
| 29 | Fuel Region | 2 |
| 30 | Fuel Region | 2 |
| 31 | Fuel Region | 2 |
| 32 | Fuel Region | 2 |
| 33 | Fuel Region | 2 |
| 34 | Fuel Region | 2 |
| 35 | Top Ref | 5 |
| 36 | Top Ref | 5 |

Figure 6.4 Extrait du jeu de données pour le calcul de cœur sous PARCS. Discrétisation axiale et remplissage par plans.

L'IRSN ne dispose pas à l'heure actuelle d'un modèle de réflecteur mature. Pour pouvoir effectuer des calculs avec PARCS, on s'est contenté de récupérer les sections efficaces utilisées dans CRONOS.

Comme on va le voir, les écarts constatés entre les résultats DRAGON-PARCS et APOLLO-CRONOS sont importants, et leur ordre de grandeur (facteur 2 parfois, comme à la figure 6.5) met hors de cause les différences entre les données d'entrée DRAGON et APOLLO, qui étaient elles de l'ordre de quelques % au plus. On a donc été attentif avec PARCS à la modélisation du réflecteur mais aucune des façons testées n'a fait significativement baisser les écarts entre les résultats des deux codes.

Pour préparer le calcul sous PARCS, il n'a pas été possible d'évaluer les facteurs de discontinuité du réflecteur sans modèle de réflecteur. La méthode décrite en 6.1.2 ne peut fonctionner dans le cas du réflecteur puisque le réflecteur ne contient pas d'atomes fissiles, ce qui rend un calcul de type assemblage impossible à réaliser. CRONOS n'utilise pas les ADF et on n'a donc pas pu les importer. Les calculs PARCS ont été effectués sans les ADF du réflecteur.

On a tout de même testé avec PARCS la sensibilité des résultats qui suivent à l'introduction d'ADF du réflecteur choisis entre 0,95 et 1,05. L'impact sur les distributions de puissance radiale s'est révélé très inférieur aux écarts que l'on trouve entre les puissances PARCS et

CRONOS.

Sous PARCS on a effectué des calculs en différenciant ou non les réflecteurs haut, bas et latéral. L'impact sur les écarts entre CRONOS et PARCS est négligeable. Pour les résultats présentés ici (voir figures 6.3 et 6.4), on différencie les trois régions du réflecteur. À l'annexe D, on ne les différencie pas.

## 6.3 Résultats comparés DRAGON / PARCS contre APOLLO / CRONOS

À des fins de comparaisons entre les deux méthodes, on s'est intéressé :

- Au cœfficient multiplicatif effectif $k_{eff}$ sur le cœur ;
- À la nappe de puissance dans le cœur (sa forme, et les pics de puissance radiaux ;
- À l'évolution de ces deux objets. On a pris trois valeurs de burnup : 0 $GW.j.t^{-1}$, 20 $GW.j.t^{-1}$ et 40 $GW.j.t^{-1}$.

Ici encore, les différences qui vont être constatées peuvent être d'origine externe (liées aux différences de données d'entrée, dont on a vu au chapitre qui précède qu'elles étaient non négligeables) ou internes (liées aux différences entre les codes dans la résolution de l'équation de la diffusion).

### 6.3.1 Résultats sur le $k_{eff}$

On reporte dans le tableau 6.1 les évolutions des $k_{eff}$ calculés par PARCS (couplé avec DRAGON) et par CRONOS (couplé avec APOLLO).

Tableau 6.1 Évolution des $k_{eff}$ sur le cœur

| Burnup | DRAGON / PARCS | APOLLO / CRONOS | $\frac{\text{PARCS - CRONOS}}{\text{CRONOS}}$ |
|---|---|---|---|
| 0 $GW.j.t^{-1}$ | 1,25403 | 1,25006 | +0,3176 % |
| 20 $GW.j.t^{-1}$ | 1,04202 | 1,07839 | -3,3726% |
| 40 $GW.j.t^{-1}$ | 0,923347 | 0,958436 | -3,6611% |

On constate ici que l'écart est faible à burnup nul, mais augmente avec le burnup. À burnup non nul, le couple DRAGON-PARCS a tendance à donner un $k_{eff}$ plus faible que celui calculé par APOLLO-CRONOS.

### 6.3.2 Résultats sur la nappe de puissance

On s'intéresse à la distribution de puissance radiale. Les résultats présentés ci-dessous sont donc moyennés le long de l'axe du cœur et sont directement obtenus dans les fichiers de

sortie de PARCS et de CRONOS. Les puissances sont normalisées, la valeur 1 étant attribuée à la puissance moyenne par assemblage.

Par exemple, pour un burnup de 20 $GW.j.t^{-1}$, on obtient les résultats suivants (figure 6.5) en sortie de PARCS et CRONOS.

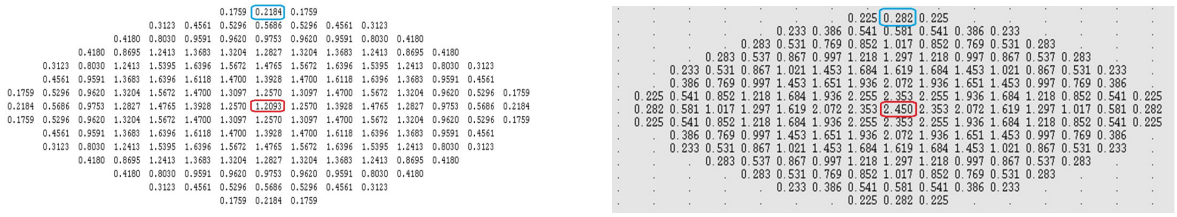



Figure 6.5 Nappes de puissance calculées par PARCS (à gauche) et CRONOS (à droite), burnup de 20 $GW.j.t^{-1}$, puissances normalisées.

Ces résultats sont difficilement analysables tels quels. On remarque tout de même un facteur 2 entre les deux calculs pour la puissance de l'assemblage central. La différence entre les sections efficaces calculées par APOLLO et DRAGON, comme on l'a vu au chapitre précédent, est de l'ordre de quelques % au plus et ne semble pas en cause. On penche plutôt pour l'hypothèse d'une différence dans le traitement du réflecteur entre PARCS et CRONOS, mais la question de l'origine d'un tel écart reste à creuser.

On préfère ensuite se concentrer qualitativement sur l'allure de la nappe de puissance et quantitativement sur la valeur maximale de puissance assemblage et sa position radiale.

### Allure de la nappe de puissance

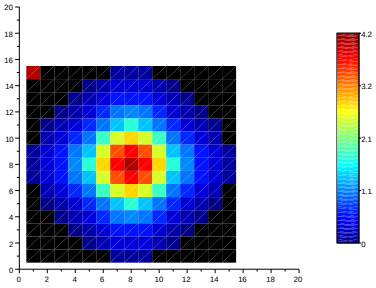
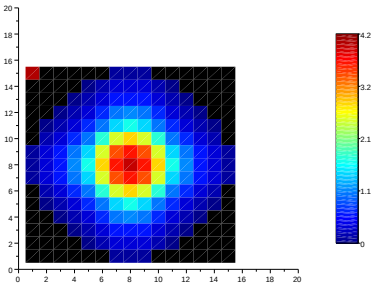
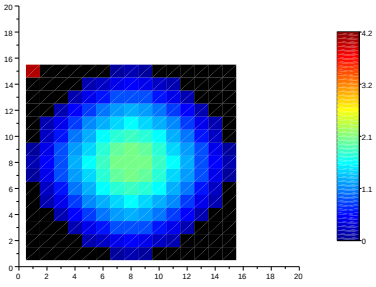
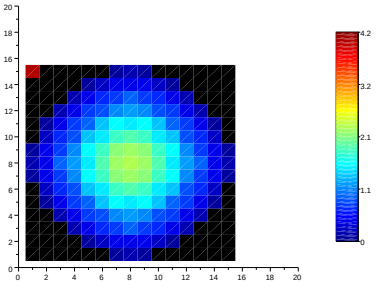
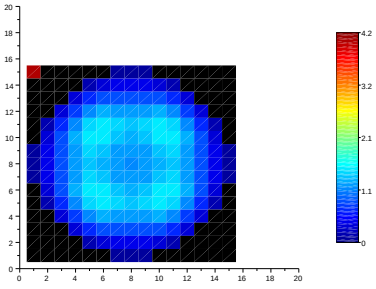
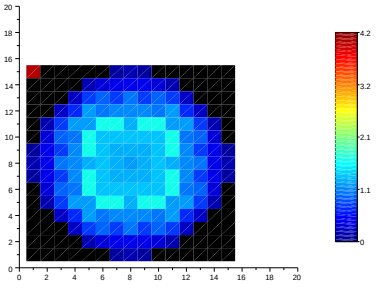
Le tableau 6.2 montre l'évolution des nappes de puissance calculées par PARCS et par CRONOS. Les tons les plus rouges correspondent à une puissance assemblage maximale de 4,2. C'est la puissance calculée pour l'assemblage central à burnup nul.

Pour plus de visibilité, le tableau 6.3 donne la distribution des écarts dans les calculs.

On remarque ici que :

- À burnup nul, les écarts sont relativement faibles, les nappes de puissance sont d'allures très similaires ;
- PARCS a une tendance à aplatir la nappe de puissance par rapport à CRONOS. On le constate mieux lorsqu'on étudie les pics de puissance calculés (voir le tableau 6.4) ;
- Les écarts augmentent avec le burnup, jusqu'à atteindre 23% à 40 $GW.j.t^{-1}$.

Tableau 6.2 Évolution de la nappe de puissance sur le cœur.

| Burnup | DRAGON / PARCS | APOLLO / CRONOS |
|---|---|---|
| 0 $GW.j.t^{-1}$ |  |  |
| 20 $GW.j.t^{-1}$ |  |  |
| 40 $GW.j.t^{-1}$ |  |  |

**Résultats sur les pics de puissance radiaux**

Il est classique pour les analyses de sûreté de déterminer la position de l'assemblage où la puissance volumique est maximale, et de connaître la valeur de cette puissance d'assemblage. En effet, cela permet de déterminer le point le plus chaud du cœur, donc le point où le risque de fusion accidentelle est le plus grand.

Le tableau 6.4 indique, pour les trois burnups étudiés, la valeur de la puissance maximale d'assemblage calculée et la position de l'assemblage où ce pic est observé.

Le deux codes situent le pic au même endoit.

Tableau 6.3 Évolution des écarts entre les nappes de puissance.

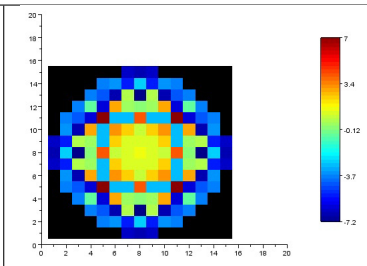
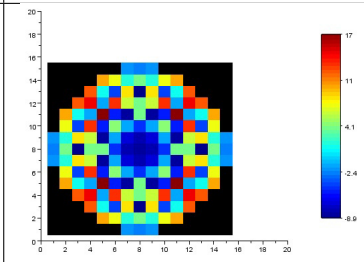
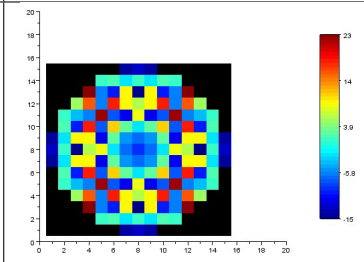
| Burnup | $\frac{\text{PARCS - CRONOS}}{\text{CRONOS}}$, en % | Intervalle |
|---|---|---|
| 0 $GW.j.t^{-1}$ |  | $[-7,2\%;+7\%]$ |
| 20 $GW.j.t^{-1}$ |  | $[-8,9\%;+17\%]$ |
| 40 $GW.j.t^{-1}$ |  | $[-15\%;+23\%]$ |

Tableau 6.4 Évolution du pic de puissance dans le cœur. Entre parenthèses est indiquée la position de l'assemblage en question.

| Burnup | DRAGON / PARCS | APOLLO / CRONOS | $\frac{\text{PARCS - CRONOS}}{\text{CRONOS}}$ |
|---|---|---|---|
| 0 $GW.j.t^{-1}$ | 4,1957 (9 ;9) | 4,135 (9 ;9) | +1,468 % |
| 20 $GW.j.t^{-1}$ | 2,2390 (9 ;9) | 2,450 (9 ;9) | -8,612% |
| 40 $GW.j.t^{-1}$ | 1,6396 (11 ;12) | 1,779 (11 ;12) | -7,847% |

Mais ici encore, on a des écarts qui ont tendance à augmenter avec le burnup.

On retrouve de plus l'idée que PARCS a tendance à sous-estimer les pics (ce qui revient à aplatir la nappe de puissance). Cela pourrait être un inconvénient dans le cadre d'analyses de sûreté, où il est nécessaire d'envisager le scénario le plus pénalisant.

## 6.4 Conclusions sur ces comparaisons

CRONOS couplé à APOLLO et PARCS couplé à DRAGON livrent donc des résultats de même magnitude, mais présentant des différences notables, avec des écarts relatifs pouvant aller jusqu'à près de 25% à burnup élevé.

On rappelle que ces différences peuvent être de plusieurs origines. En premier lieu, les données d'entrée des deux codes étaient différentes, puisqu'elles n'avaient pas été obtenues de la même manière. En outre, les équations de la diffusion ne sont pas résolues par la même méthode dans PARCS et CRONOS, ce qui peut constituer une autre source de divergences.

Du point de vue purement quantitatif, on a seulement démarré ici le travail d'analyse et de comparaison entre CRONOS et PARCS. Celui-ci nécessite d'être approfondi davantage, ce qui à l'avenir constituera une partie de l'activité du BMGS sur ce thème.

D'un point de vue plus fonctionnel, l'absence de format de bibliothèque multiparamétrée facilitant le branchement des codes DRAGON et APOLLO à PARCS est un obstacle majeur à la réalisation de travaux sur PARCS à l'IRSN. La mise en place d'une telle interface pourrait constituer un objet de développement à l'avenir.

# CONCLUSION

## Problème

Ce travail s'est placé dans une perspective de renouvellement des codes utilisés par l'IRSN dans la chaîne HEMERA. Cette chaîne a pour objet de modéliser des centrales nucléaires fonctionnant avec des cœurs de type REP.

Pour en intégrer les aspects neutroniques et thermohydrauliques, on dispose d'un ensemble de codes qui résolvent les équations associées au comportement de systèmes différents. Ces codes rétroagissent les uns sur les autres au sein de HEMERA. Les systèmes qu'ils décrivent sont :

- Les neutrons dans l'assemblage (code de neutronique de réseau, actuellement APOLLO) ;
- Les neutrons dans le cœur (code de neutronique cœur, actuellement CRONOS) ;
- Les fluides dans le cœur (code de thermohydraulique de cœur, actuellement FLICA) ;
- Les fluides dans les circuits primaire et secondaire (code de thermohydraulique de système, actuellement CATHARE).

L'IRSN s'intéresse à la possibilité d'intégrer à cette chaîne des codes de neutroniques différents d'APOLLO et de CRONOS, pour des raisons d'indépendance et afin de confronter les résultats obtenus. On s'est intéressé ici à la possibilité de recourir respectivement à DRAGON et à PARCS.

Le rôle d'un code de réseau tel que DRAGON est habituellement d'établir des bibliothèques multiparamétrées, lisibles par le code de cœur, qui permettent de retrouver le comportement de l'assemblage sous toutes les conditions d'exploitation possibles. Il n'a pas été possible de faire fonctionner DRAGON avec CRONOS, FLICA et CATHARE, puisque les SAPHYB, bibliothèques multiparamétrées obtenues en sortie de DRAGON et devant être lues par le code de cœur, présentaient un problème de compatibilité.

Mais on a tout de même réalisé des calculs faisant intervenir DRAGON, en couplage avec PARCS, afin de modéliser l'évolution d'un REP de $900MWe$ avec un chargement mixte $UO_2$ et $MOX$.

L'objectif du travail était donc double :

- Préparer la réalisation sous DRAGON de bibliothèques multiparamétrées en modélisant des assemblages exploités sous différentes conditions ;
- Réaliser des calculs DRAGON - PARCS (codes originaux pour l'IRSN) et APOLLO - CRONOS (codes traditionnels pour l'IRSN), et effectuer des comparaisons sur les résultats obtenus à différentes étapes. Ces comparaisons ont été réalisées afin d'étudier la faisabilité

de la substitution des codes et ne constituent pas un benchmark. Les différences mises à jour s'expliquent partiellement par les différences entre les bibliothèques microscopiques, ainsi que par les différences intrinsèques entre DRAGON et APOLLO et entre PARCS et CRONOS. Mais ce sont aussi largement les différences de choix d'utilisateur sur les schémas de modélisation qui influencent les résultats.

**Synthèse des travaux**

Le premier point a été traité en s'intéressant au comportement des assemblages en termes de $k_\infty$. On a établi qu'un maillage de l'espace paramétrique à 2340 nœuds traduisait de façon satisfaisante le comportement d'un assemblage, à combustible, burnup et position des barres donnés. Ce sont la température du combustible et la densité du modérateur qui impactent de la façon la plus forte la réponse de l'assemblage ; ces deux paramètres doivent donc prendre un nombre élevé de valeurs lorsque l'on concatène la bibliothèque multiparamétrée. Il faut donc s'attendre à devoir réaliser des dizaines de milliers de calculs pour obtenir des bibliothèques suffisament précises et exhaustives.

Pour le second point, on présente dans le tableau 6.5 les différences entre les deux cheminements choisis pour aboutir à la modélisation d'un cœur entier (en s'appuyant sur les couples DRAGON / PARCS d'une part, APOLLO / CRONOS d'autre part). Les résultats sont alors le reflet du cheminement parcouru pour les obtenir : ils sont similaires (dans la plupart des cas, on restait dans des écarts relatifs de quelques %) ; mais ils sont suffisamment différents pour que leurs implications pratiques puissent être très importantes.

**Propositions de travaux supplémentaires**

On a identifié quelques pistes d'étude pour des travaux à venir, afin de mieux comprendre les différences entre les voies de modélisation DRAGON-PARCS et APOLLO-CRONOS :

- Pour le chapitre 4 sur le positionnement des valeurs des paramètres dans la construction des SAPHYB, on pourrait effectuer quelques calculs avec un maillage plus resserré sur un paramètre, afin d'obtenir une quantification précise de l'erreur commise lorsqu'on extrapole linéairement ou par les splines ;
- On pourrait comparer le maillage construit au chapitre 4 avec ce qui est fait par APOLLO pour construire les SAPHYB. Cela nécessite d'analyser les procédures APOLLO ;
- Pour le chapitre 5, on pourrait chercher à identifier plus finement d'où viennent les écarts entre DRAGON et APOLLO au cours de l'évolution en se reportant à la formule des quatre facteurs. Un calcul par chaque code de chacun des quatre facteurs permettrait de situer les différences ;

Tableau 6.5 Synthèse des différences entre les procédés de modélisation et écarts constatés.

| | DRAGON | APOLLO | Remarques |
|---|---|---|---|
| Bibliothèque isotopique | JEFF.3.1 (DRAGLIB) | JEF.2.2 (APOLIB) | Difficile d'évaluer l'impact. Écarts très forts sur les calculs au gadolinium. |
| Modèle d'autoprotection des résonances | Méthode des sous-groupes | Autoprotection de type APOLLO | Au cours de l'évolution, "sauts d'autoprotection" chez APOLLO et non chez DRAGON |
| Calcul de flux | • $P_{ij}$ à 281 groupes (géométrie grossière, regroupement de cellules en 7 régions) ;<br>• Condensation et équivalence SPH ;<br>• $MOC$ à 26 groupes (géométrie fine, pas de regroupement). | $P_{ij}$ à 172 groupes (géométrie intermédiaire) | Écarts de quelques %. Différences qualitatives nettes sur les études de distributions splatiales, peut-être liées au double niveau. |
| | PARCS | CRONOS | Remarques |
| Modélisation du réflecteur | On a importé les résultats APOLLO | Résultats APOLLO | Difficile de conclure sur la pertinence du modèle |
| Résolution de l'équation de la diffusion | Différences finies centrées sur les mailles, méthode nodale | Éléments finis | Les écarts sont importants et divergent avec le burnup. PARCS aplanit la nappe de puissance, tend sous-estimer par rapport à CRONOS le $k_{eff}$ et la valeur du pic de puissance. |

• Pour le chapitre 6, on pourrait donner en entrée de PARCS les résultats livrés par APOLLO pour le cœur étudié, afin de quantifier l'impact des différences des données d'entrée sur les différences à la sortie.

**Accomplissements, limites et perspectives**

Ce travail a fourni à l'IRSN ses premiers éléments de comparaison entre PARCS et CRONOS, deux codes de cœur. On a vu ici qu'ils présentaient des différences intrinsèques importantes, dans la manière d'exploiter les bibliothèques multiparamétrées, et dans la manière de résoudre l'équation de la diffusion. Les résultats obtenus avec les deux codes présentaient des écarts non négligeables, notamment parce que PARCS génère une nappe de puissance plus aplatie que CRONOS. Puisqu'il s'agissait des résultats obtenus en bout de chaîne de calcul, il était difficile ici d'interpréter de tels écarts. Le travail de confrontation PARCS / CRONOS reste à faire et constituera un objet d'étude à l'IRSN.

Au-delà des considérations quantitatives, le volet pratique nécessite encore des travaux. En ce qui concerne DRAGON, il reste à maintenir la compatibilité des SAPHYB générées avec CRONOS. Plus accessoirement, des structures qui intégreraient les tables thermodynamiques de l'eau à différentes valeurs de la pression rendraient le code plus simple d'utilisation pour l'IRSN, puisque CRONOS peut descendre jusqu'à 70 $atm$ pour modéliser des situations accidentelles. Mais on a montré ici la réelle possibilité d'enrichir à l'IRSN la gamme de codes utilisés, pour améliorer encore les capacités de l'institut à modéliser les centrales du parc français.

En ce qui concerne la confrontation entre DRAGON et APOLLO, on a ici amorcé le travail en vue de rendre possible une substitution. Les résultats étaient encourageants. On a des raisons de penser que le schéma à double niveau puisse permettre de mener des analyses plus fines sur les distributions spatiales des différentes grandeurs considérées.

# RÉFÉRENCES

J. Askew. A characteristics formulation of the neutron transport equation in complicated geometries. Rapport technique AEEW-M 1108, United Kingdom Atomic Energy Establishment, 1972.

F. Barre et M. Bernard. The CATHARE code strategy and assessment. *Nuclear engineering and design*, 124(3):257–284, 1990.

J.J. Casal, R.J.J. Stamm'ler, E.A. Villarino et A.A. Ferri. HELIOS : Geometric capabilities of a new fuel-assembly program. *Vol*, 2:10–2, 1991.

C. Chauvet. *Méthode multi-échelle pour la résolution des équations de la cinétique neutronique.* Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2008.

M. Clergeau, F. Dubois, B. Normand et A. Sargeni. HEMERA : a 3D computational tool for analysis of accidental transients. Dans *PHYSOR 2010*, Pittsburg, Pennsylvania, USA, Mai 2010.

M. Coste-Delclaux. Modélisation du phénomène d'autoprotection dans le code de transport multigroupe APOLLO2. Rapport technique CEA-R-6114, Commissariat à l'Énergie Atomique, France, 2006.

D.E. Cullen. Calculation of probability table parameters to include intermediate resonance self-shielding. Rapport technique UCRL-79761, California Univ., Livermore (USA). Lawrence Livermore Lab., 1977.

M.D. De Hart. Advancements in generalized-geometry discrete ordinates transport for lattice physics calculations. *A154. pdf in Proc. Of PHYSOR-2006*, pages 10–14, 2006.

T. Downar, D. Lee, Y. Xu, T. Kozlowski et J. Staudenmeier. PARCS v2.6, U.S. NRC core neutronics simulator, theory manual. Rapport technique vol. 2, School of Nuclear Engineering, Purdue University, 2004.

C. Fedon-Magnaud. Résolution de l'équation de transport dans le code CRONOS. Rapport technique CEA-N-2751, CEA, centre d'études de Saclay, 1994.

J. Guarrigues. La méthode des éléments finis, 2002. URL `http://jean.garrigues.perso.centrale-marseille.fr/efhtml/EF0.html`.

A. Hébert. *Applied reactor physics.* Presses Internationales de Polytechnique, 2009.

A. Hébert et G. Mathonniere. Development of a third-generation superhomogénéisation method for the homogenization of a pressurized water reactor assembly. *Nuclear science and engineering*, 115(2):129–141, 1993.

Y. Lux et L. Koblinger. *Monte Carlo particle transport methods : neutron and photon calculations*, volume 102. CRC press, 1991.

G. Marleau, A. Hébert et R. Roy. A user guide for DRAGON version 4. Rapport technique IGE-294, Institut de Génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal, 2011.

J.C. Nédélec. A new family of mixed finite elements in R 3. *Numerische Mathematik*, 50 (1):57–81, 1986.

J. Pounders, B. Bandini et Y. Xu. Calculation of accurate hexagonal discontinuity factors for PARCS. Dans *International RELAP5 User's Seminar*, Idaho Falls, ID, USA, Novembre 2007.

P. Raviart et J. Thomas. A mixed finite element method for 2-nd order elliptic problems. *Mathematical aspects of finite element methods*, pages 292–315, 1977.

P. Reuss. *Précis de neutronique*. EDP Sciences, 2003.

T. Reysset. Development and qualification of advanced computational schemes for pressurized water reactors and creation of specific interfaces towards GRS full-core tools. Mémoire de maîtrise, École polytechnique de Montréal, Juillet 2009.

J. Rhodes, K. Smith et D. Lee. CASMO-5 development and applications. *Advances in Nuclear Analysis and Simulation (PHYSOR 2006)*, pages 10–14, 2006.

G. Rowlands. Resonance absorption and non-uniform temperature distributions. *Journal of Nuclear Energy, Pts. A & B. Reactor Science and Technology*, vol. 6(AERE-M-717), 1962.

R. Sanchez, I. Zmijarevic, M. Coste-Delclaux, E. Masiello, S. Santaandrea, E. Martinolli, L. Villate, N. Schwartz et N. Guler. APOLLO2 year 2010. *Nuclear Engineering and Technology*, 42(5), 2010.

C. Sandrin. *Modélisation neutronique du réflecteur pour le calcul des cœurs des réacteurs nucléaires à eau pressurisée. Application à l'EPR.* Thèse de doctorat, CEA, Avril 2010.

V.S. Sunderam. PVM : A framework for parallel distributed computing. *Concurrency : practice and experience*, 2(4):315–339, 1990.

I. Toumi, A. Bergeron, D. Gallo, E. Royer et D. Caruge. FLICA-4 : a three-dimensional two-phase flow computer code with advanced numerical methods for nuclear applications. *Nuclear Engineering and Design*, 200(1):139–155, 2000.

R. Vallerent. Validation de schémas de calcul à double niveau pour les réacteurs à eau sous pression. Mémoire de maîtrise, École polytechnique de Montréal, Août 2009.

K.B. Welter, J.M. Kelly et S.M. Bajorek. Assessment of TRACE code using rod bundle heat transfer for mixture level-swell tests. Rapport technique, The ASME Foundation, Inc., Three Park Avenue, New York, NY 10016-5990 (United States), 2006.

CA Wemple, HNM Gheorghiu, RJJ Stamm'ler et EA Villarino. Recent advances in the HELIOS-2 lattice physics code. Dans *International Conference on the Physics of Reactors–Nuclear Power : A Sustainable Resource*, pages 14–19, 2008.

G.J. Wu et R. Roy. Acceleration techniques for trajectory-based deterministic 3d transport solvers. *Annals of Nuclear Energy*, 30(5):567–583, 2003.

# ANNEXE A

## Jeu de données DRAGON pour le tracé des courbes du chapitre 4

Cette annexe contient un script d'entrée DRAGON commenté qui permet de tracer des courbes en fonction de $C_b$ (indice `i`) pour plusieurs valeurs de $D_m$ (indice `j`) .

On définit les variables `DWat`, `CBore`, `TempWat`, `TempFuel` pour se donner la possibilité de les faire varier dans des boucles itératives.

Le schéma de calcul à double niveau pour le calcul du flux et de `Kinf` est décrit en 3.3. Il fait en particulier intervenir les modules `LIB:` (définition des matériaux), `SYBILT:`, `USS:` (méthode des $P_{ij}$), `EDI:` (condensation énergétique), `MCCGT:` ($MOC$), `FLU:` (calculs de flux).

```
1  * from TEST CASE TCA234
2  * Ecrit par Thibaud Reysset
3  * Modifie par Agnes Casenave
4
5  ************************************************************************
6  ************************************************************************
7  ************************************************************************
8  ************************************************************************
9  * STRUCTURES ET MODULES
10 ************************************************************************
11
12 * Puissance thermique reacteur pour un reacteur a 900 MW electriques
13 REAL POW := 2775.0E+6 ;
14
15 * Constantes geometrie et puissance pour le calcul de burnup
16 REAL VOL_ASS NORM_FCT1 ;
17
18 * Variables de coefficient de buckling et de Kinf
19 REAL Buck Kinf ;
20
21 LINKED_LIST LIBRARY LIBRARY2 TRACK
22             EDIE MICLIB
23             AUTO_LIB
24             (*Pour le premier niveau Pij*)
25             GEO_Pij     TRACK_Pij
26             (*Pour la condensation a 26 groupes*)
27             GEO_Cond    TRACK_Cond
```

```
            (*Pour le second niveau MOC*)
            GEO_MOC     TRACK_MOC
            FLUX2
            SYS
            FLUX1
            FLUX
            BURNUP EDIT SAPOBJ
            SAPMIL
            EVODAT
            BURN
            ;
MODULE   LIB: GEO: SYBILT: USS: ASM: FLU: EDI: DELETE: EVO: END:
         GREP: NXT: MCCGT: EXCELT: UTL: SPH:
         ;

* Description d'un
PROCEDURE Lib_UO2 Geo_UO2_Pij Geo_UO2_MOC ;

SEQ_BINARY TRK_MOC_bin ;
************************************************************************
************************************************************************
************************************************************************
************************************************************************
* PARAMETRES D'ETUDE
************************************************************************

*********************************************
* Definition DWat, CBore, TempWat, TempFuel
*********************************************
REAL DWat    ;              (*Densite eau en g/cm3*)
REAL CBore   ;              (*ppm*)
REAL TempWat   := 305. 273.15 + ;      (*Kelvin*)
REAL TempFuel  := 650. 273.15 + ;      (*Kelvin*)
REAL EnrU5     := 3.7 ;                (*% massique de U*)
REAL DMOX      := 0. ;                 (*% massique de M*)


REAL TempClad := 335.0 273.15 + ;      (*restera inchange*)

*********************************************
** Boucle sur les parametres DWat, CBore, TempWat, TempFuel
*********************************************
** Pour le parametre XX, i_XX est l'indice du point de calcul. L'indice
** j sert a calculer les derivees partielles : calcul de base pour j=1,
```

```
** calcul a -deltaXX pour j=2, calcul a +deltaXX pour j=3
*
*
INTEGER i_DW i_CB i_TW i_TF i_E5 := 1 1 1 1 1 ;
INTEGER j_DW j_CB j_TW j_TF := 1 1 1 1 ;
*
**
*************************
** Boucle sur DWat
*************************
*
WHILE  i_DW 4 < DO
IF     i_DW 1 = THEN         EVALUATE DWat := 0.4 ;
ELSEIF i_DW 2 = THEN         EVALUATE DWat := 0.716047 ;
ELSEIF i_DW 3 = THEN         EVALUATE DWat := 0.9 ;
ENDIF ;

*************************
** Boucle sur CBore
*************************
*
WHILE  i_CB 6 < DO
IF     i_CB 1 = THEN         EVALUATE CBore := 20. ;
ELSEIF i_CB 2 = THEN         EVALUATE CBore := 500. ;
ELSEIF i_CB 3 = THEN         EVALUATE CBore := 1200. ;
ELSEIF i_CB 4 = THEN         EVALUATE CBore := 1800. ;
ELSEIF i_CB 5 = THEN         EVALUATE CBore := 2500. ;
ENDIF ;

WHILE  j_CB 4 < DO
IF     j_CB 2 = THEN         EVALUATE CBore := CBore 20. - ;
ELSEIF j_CB 3 = THEN         EVALUATE CBore := CBore 40. + ;
ENDIF ;
*********************************************************************
*********************************************************************
*********************************************************************
*********************************************************************
* Calcul a burnup nul, schema de calcul :
*********************************************************************
*  1/   Module LIB:
*  2/   Premier niveau
*          2.1/ GEO: grossiere, tracking et autoprotection
*          2.2/ Pij a 281g
*  3/   Condensation 281 -> 26 groupes avec equivalence SPH
```

```
116 *  4/   Second niveau
117 *          4.1/ GEO: fine, tracking et autoprotection
118 *          4.2/ MOC a 26 groupes
119 *
120 ***********************************************
121 * 1/ Module LIB:
122 ***********************************************
123
124 LIBRARY := Lib_UO2 ::
125          <<DWat>>       <<CBore>>
126          <<TempWat>>    <<TempFuel>>     <<EnrU5>>
127          <<TempClad>>   <<DMOX>>   ;
128
129 ***********************************************
130 * 2./ Premier niveau, Pij
131 ***********************************************
132
133 *************************
134 * 2.1/ Premier niveau
135 * GEO:, tracking, autoprotection
136 *************************
137
138 GEO_Pij := Geo_UO2_Pij :: ;
139
140 TRACK_Pij := SYBILT: GEO_Pij ::
141       EDIT 1
142       MAXR 800
143       MAXZ 100000
144       TITLE 'MULTICELL 17 X 17 PWR ASSEMBLY'
145       QUA2 20 3
146       DP01 ;
147
148 AUTO_LIB := USS: LIBRARY TRACK_Pij :: EDIT 0 ;
149
150 *************************
151 * 2.2/ Premier niveau
152 * Pij a 281 groupes
153 *************************
154
155 * (Matrice des Pij)
156 SYS := ASM: AUTO_LIB TRACK_Pij :: ARM ;
157
158 * (SIGS = methode DIFFON de APOLLO2 sur buckling)
159 FLUX1 := FLU: AUTO_LIB TRACK_Pij SYS :: TYPE B B1 SIGS ;
```

```
160
161 * (Stockage des valeurs de Buck et Kinf)
162 GREP: FLUX1 :: GETVAL 'B2  B1HOM   ' 1 1 1 >>Buck<< ;
163 GREP: FLUX1 :: GETVAL 'K-INFINITY  ' 1 1 1 >>Kinf<< ;
164
165 * (Affichage dans le fichier de sortie)
166 ECHO "" ;
167 ECHO "@@@ Niveau 1 Pij" ;
168 ECHO "@@@ DWat = " DWat ", CBore = " CBore ;
169 ECHO "@@@ TWat = " TempWat ", TFuel = " TempFuel ;
170 ECHO "@@@ EnrU5 = " EnrU5 ;
171 ECHO "@@@ KinfPij = " Kinf "Burnup nul" ;
172 ECHO "@@@ BuckPij =" Buck ;
173 ECHO "" ;
174
175 SYS := DELETE: SYS ;
176
177 ***********************************************
178 * 3/ Condensation 281 -> 26 groupes et SPH
179 *            11  15  18  26  32  36  42  46  53  61  70  93
180 *       115 117 119 124 127 131 135 143 149 154 159 165 169
181 ***********************************************
182
183 * (On fait la condensation avec la meme geometrie simple)
184 GEO_Cond  := GEO_Pij ;
185 TRACK_Cond := TRACK_Pij ;
186
187 EDIE := EDI: FLUX1 AUTO_LIB TRACK_Cond GEO_Cond ::
188       EDIT 1
189       MERGE MIX
190       COND
191       11 15 19 27 34 41 50 57 66 75 87
192       197 228 231 234 239 242 245 248 255 260
193       264 268 273 278
194       MICR ALL
195       SAVE ON COND26
196       ;
197
198 EDIE := SPH: EDIE TRACK_Cond ;
199
200 MICLIB := EDIE :: EDIT 1 STEP UP COND26 ;
201
202 ***********************************************
203 * 4/ Second niveau
```

```
204 ************************************************
205
206 ************************
207 * 4.1/ Second niveau
208 * GEO:, tracking, autoprotection
209 ************************
210
211 GEO_MOC := Geo_UO2_MOC :: ;
212
213 * (Tracking standard)
214 TRACK_MOC TRK_MOC_bin := NXT: GEO_MOC ::
215       EDIT 1
216       TSPC 20 10.0
217       ;
218
219 * (Tracking MOC)
220 TRACK_MOC := MCCGT: TRACK_MOC TRK_MOC_bin GEO_MOC ::
221       EDIT 1 LCMD 2
222       MAXI 1 EPSI 1E-5 MCU 400000
223       AAC 150 TMT KRYL 0 SCR 0
224       HDD 0.0 STIS -1
225       ;
226
227 ************************
228 * 4.2/ Second niveau
229 * MOC    6 groupes
230 ************************
231
232 * (Matrice incompl? de probabilites de collision)
233 SYS := ASM: MICLIB TRACK_MOC TRK_MOC_bin :: ARM ;
234
235 FLUX2 := FLU: MICLIB TRACK_MOC TRK_MOC_bin SYS :: ! TYPE B B1 ;
236                      TYPE K B1 PNL BUCK <<Buck>> ;
237 GREP: FLUX2 :: GETVAL 'K-INFINITY  ' 1 1 1 >>Kinf<< ;
238
239 ECHO "" ;
240 ECHO "@@@ Niveau 2 MOC" ;
241 ECHO "@@@ DWat = " DWat ", CBore = " CBore ;
242 ECHO "@@@ TWat = " TempWat ", TFuel = " TempFuel ;
243 ECHO "@@@ EnrU5 = " EnrU5 ;
244 ECHO "@@@ KinfMOC = " Kinf "Burnup nul" ;
245 ECHO "" ;
246
247 ************************************************
```

```
* On vide les variables
*********************************************

SYS := DELETE: SYS ;
LIBRARY := DELETE: LIBRARY ;
AUTO_LIB := DELETE: AUTO_LIB ;
FLUX1 := DELETE: FLUX1 ;
FLUX2 := DELETE: FLUX2 ;
EDIE := DELETE: EDIE ;
MICLIB := DELETE: MICLIB ;
GEO_Pij := DELETE: GEO_Pij ;
TRACK_Pij := DELETE: TRACK_Pij ;
GEO_Cond := DELETE: GEO_Cond ;
TRACK_Cond := DELETE: TRACK_Cond ;
TRACK_MOC := DELETE: TRACK_MOC ;
TRK_MOC_bin := DELETE: TRK_MOC_bin ;
GEO_MOC := DELETE: GEO_MOC ;

*********************************************
** Fermeture des boucles
*********************************************


EVALUATE j_CB := j_CB 1 + ;
ENDWHILE ;
EVALUATE i_CB := i_CB 1 + ;
EVALUATE j_CB := 1 ;
ENDWHILE ;
EVALUATE i_CB := 1 ;

EVALUATE i_DW := i_DW 1 + ;

ENDWHILE ;


END: ;
QUIT .
```

# ANNEXE B

## Extrait du jeu de données DRAGON pour le tracé des courbes d'évolution du chapitre 5

Cette annexe présente un extrait du script d'entrée DRAGON qui calcule les résultats présentés à la courbe 5.1. On ne montre ici que la boucle de burnup, réalisée après un premier calcul de flux pour l'initialisation.

C'est par le module `EVO:` que l'on fait le calcul d'évolution. Les paramètres sont fixés à leur valeur nominale.

```
1
2  ************************************************************************
3  * burnup loop -- burnup loop -- burnup loop -- burnup loop -- burnup loo
4  ************************************************************************
5  *
6  INTEGER i j k ibu g := 1 1 1 1 1 ;
7  REAL Dmode Tfuel Burnf BurnCR Bint Buint ;
8  REAL nbu ;
9
10 EVODAT := UTL: :: CREA 'bstep' 20 =
11       0.0   1.
12     9.375   1.
13    18.750   1.
14    75.0     2.
15   150.0     2.
16   500.0     2.
17  1000.0     2.
18  3000.0     4.
19  8000.0     5.
20 72000.0    32.
21  ;
22 ***
23 *** steps BU with self-shielding
24 ***
25 EVODAT := UTL: EVODAT :: CREA 'step_ss' 9 =
26 4000. 8000. 12000. 18000. 24000. 36000. 48000. 60000. 72000.
27 ;
28 *
29 EVODAT := UTL: EVODAT :: CREA 'bstepCR' 8 =
```

```
       150.0 17500.0 20000.0 22500.0 32500.0 35000.0 37500.0 0.0
 ;
GREP: EVODAT :: GETVAL 'bstepCR' <<g>> >>BurnCR<< ;
*
EVODAT := UTL: EVODAT :: CREA 'Tfval' 4 = 900.0 560.0 900.0 1320.0 ;
GREP: EVODAT :: GETVAL 'Tfval' <<i>> >>Tfuel<< ;
*
EVODAT := UTL: EVODAT :: CREA 'CBval' 4 = 1000.0 0.0 1000.0 2000.0 ;
GREP: EVODAT :: GETVAL 'CBval' <<j>> >>CB<< ;
*
EVODAT := UTL: EVODAT :: CREA 'Dmval' 4 = 711.87 661.14 711.87 752.06 ;
GREP: EVODAT :: GETVAL 'Dmval' <<k>> >>Dmode<< ;

**
** Power (MW/tonne) a   t   calcul  par EVO: au debut
** de l'evolution
**

REAL Timei Timef Delt Delb  Burnc  Power :=
      0.0   0.0   0.0  0.0  72000.  37.87 ;

REAL stepbu dbu index bu_ss ;
REAL BU_1 BU_2 Burni ;
INTEGER ind_ss ;

EVALUATE VOL_ASS := COTE 17.0 * DLEAU + ;
ECHO "Cot  Assemblage =" VOL_ASS ;
EVALUATE VOL_ASS := VOL_ASS VOL_ASS * ;
EVALUATE apower := POW VOL_ASS / ;
ECHO "" ;
ECHO 'normalization power=' apower 'W/CC' ;
ECHO "" ;
****
**** starting burnup loop
****
EVALUATE ibu := 0 ;
EVALUATE ibu := ibu 1 + ;
GREP: EVODAT :: GETVAL 'bstep' <<ibu>> >>BU_1<< ;
EVALUATE ibu := ibu 1 + ;
GREP: EVODAT :: GETVAL 'bstep' <<ibu>> >>nbu<< ;

EVALUATE BU_2 := 0.0 ;
EVALUATE BU_1 := BU_2 ;
EVALUATE Burni := 0.0 ;
```

```
74
75  WHILE BU_2 Burnc < DO
76
77   EVALUATE BU_1 := BU_2 ;
78   EVALUATE ibu := ibu 1 + ;
79   GREP: EVODAT :: GETVAL 'bstep' <<ibu>> >>BU_2<< ;
80   EVALUATE ibu := ibu 1 + ;
81   GREP: EVODAT :: GETVAL 'bstep' <<ibu>> >>nbu<< ;
82
83   EVALUATE dbu := BU_2 BU_1 - ;
84   EVALUATE stepbu := dbu nbu / ;
85
86   ECHO "" ;
87   ECHO "BU_1 =" BU_1 "BU_2 =" BU_2  "delta BU =" dbu ;
88   ECHO "" ;
89   ECHO "n. steps BU =" nbu  "step bu =" stepbu ;
90
91   EVALUATE index := 0. ;
92   EVALUATE Burni := BU_1 ;
93   REPEAT
94      EVALUATE index := index 1. + ;
95      EVALUATE Burnf := Burni stepbu + ;
96
97      ECHO "" ;
98      ECHO "index =" index "nbu =" nbu ;
99      ECHO "" ;
100
101     EVALUATE Delb := Burnf Burni - ;
102     EVALUATE Delt := Delb Power / ;
103     EVALUATE Timef := Timei Delt + ;
104
105     ECHO "" ;
106     ECHO "Starting BU (MWd/t) =" Burni " Final BU   =" Burnf ;
107     ECHO "Starting Time (d)   =" Timei " Final Time =" Timef ;
108     ECHO "" ;
109  *
110  * - Evolution
111  *
112     IF Burni 0.0 = THEN
113        BURN MICLIB := EVO: MICLIB FLUX2 TRACK_F2 ::
114        EDIT 0 DEPL <<Timei>> <<Timef>> DAY POWR <<Power>>
115        EXPM 1.0E15 GLOB ;
116     ELSE
117        BURN MICLIB := EVO: BURN MICLIB FLUX2 TRACK_F2 ::
```

```
       EDIT 0 DEPL <<Timei>> <<Timef>> DAY POWR <<Power>>
       EXPM 1.0E15 GLOB ;
    ENDIF ;
*
* - Update the Library
*
    MICLIB := DELETE: MICLIB ;
    AUTO_LIB := LIB: AUTO_LIB BURN ::
    EDIT 0
    BURN <<Timef>>
    MIX 1 MIX 2 MIX 3 MIX 4 MIX 5 MIX 6 MIX 7 MIX 8 MIX 9 MIX 10
    MIX 11 MIX 12 MIX 13 MIX 14 MIX 15 MIX 16 MIX 17 MIX 18 MIX 19
    MIX 20 MIX 21 MIX 22 MIX 23 MIX 24 MIX 25
    ;
    EVALUATE ind_ss := 0 ;
    REPEAT
      EVALUATE ind_ss := ind_ss 1 + ;
      GREP: EVODAT :: GETVAL 'step_ss' <<ind_ss>> >>bu_ss<< ;
      IF bu_ss Burnf = THEN
         ECHO "" ;
         ECHO "Execution Self-Shielding - BU =" bu_ss ;
         ECHO "" ;
         AUTO_LIB := USS: LIBRARY AUTO_LIB TRACK_SS :: EDIT 0 ;
      ENDIF ;
    UNTIL ind_ss 9 = ;
*
* geometrie calcul flux
*
    SYS := ASM: AUTO_LIB TRACK_SS :: ARM ;
    FLUX1 := FLU: FLUX1 AUTO_LIB TRACK_SS SYS :: TYPE B B1 SIGS ;
    GREP: FLUX1 :: GETVAL 'B2  B1HOM   ' 1 1 1 >>Buck<< ;
    GREP: FLUX1 :: GETVAL 'K-INFINITY  ' 1 1 1 >>Kinf<< ;
    ECHO "" ;
    ECHO "@@@ Kinf Pij=" Kinf "t =" Timef "BU =" Burnf ;
    ECHO "" ;

    ECHO " " ;
    ECHO "Sorties Pij Par Cellule - BU =" Burnf ;
    ECHO " " ;
    EDIE := DELETE: EDIE ;
    EDIE := EDI: FLUX1 AUTO_LIB TRACK_SS GEOM_SS
      ::
      EDIT 3
      UPS
```

```
      MERGE CELL
      COND
      ;
    EDIE := DELETE: EDIE ;
    ECHO " " ;
    ECHO "Fin Sorties Pij Par Cellule" ;
    ECHO " " ;

    SYS := DELETE: SYS ;

    EDIE := EDI: FLUX1 AUTO_LIB TRACK_SS GEOM_SS
          GEOM_E TRACK_E ::
          EDIT 0
          MERGE MIX
          COND 11 15 19 27 34 41 50 57 66 75 87
              197 228 231 234 239 242 245 248 255 260
              264 268 273 278
          MICR ALL
          SAVE ON COND26 ;

  EDIE := SPH: EDIE TRACK_SS
  :: EDIT 1
;

    MICLIB := EDIE :: STEP UP COND26 ;
    SYS := ASM: MICLIB TRACK_F2 TRK_FL2 :: ARM ;
    FLUX2 := FLU: FLUX2 MICLIB TRACK_F2 TRK_FL2 SYS :: ! TYPE B B1 ;
                TYPE K B1 PNL BUCK <<Buck>> ;
    GREP: FLUX2 :: GETVAL 'K-INFINITY  ' 1 1 1 >>Kinf<< ;
    ECHO "" ;
    ECHO "@@@ Kinf MOC=" Kinf "t =" Timef "BU =" Burnf ;
    ECHO "" ;

    ECHO " " ;
    ECHO "Sorties MOC Par Cellule - BU =" Burnf ;
    ECHO " " ;
    EDIE := DELETE: EDIE ;
    EDIE := EDI: FLUX2 MICLIB TRACK_F2 GEOM_F2
      :: EDIT 3
      UPS
      MERGE CELL
      COND
      ;
    EDIE := DELETE: EDIE ;
```

```
206     ECHO " " ;
207     ECHO "Fin Sorties MOC Par Cellule" ;
208     ECHO " " ;
209
210     ECHO "" ;
211     ECHO " Sorties_MOC_2_Groupes_Cell -- BU =" BUEDIT ;
212     ECHO "" ;
213
214     EDIE := EDI: FLUX2 MICLIB TRACK_F2 GEOM_F2
215     GEOM_E TRACK_E ::
216     EDIT 3
217     MERGE CELL
218     COND 0.625
219     ;
220     EDIE := DELETE: EDIE ;
221     ECHO " " ;
222     ECHO "Fin_Sorties_MOC_2_Groupes_Cell" ;
223     ECHO " " ;
224
225     SYS := DELETE: SYS ;
226
227     ECHO "" ;
228     ECHO "End BU (MWd/t) =" Burni " Final BU   =" Burnf ;
229     ECHO "End Time (d)   =" Timei " Final Time =" Timef ;
230     ECHO "" ;
231 *
232 **
233 ****** sorties XS ******
234 **
235     ECHO "" ;
236     ECHO " Sorties_2_groupes -- BU =" Burnf ;
237     ECHO "" ;
238
239     EDIE := EDI: FLUX2 MICLIB TRACK_F2 GEOM_F2
240     GEOM_E TRACK_E ::
241     EDIT 5
242     MERGE COMP
243     COND 0.625
244     ;
245     ECHO " Fin_Sorties_2_groupes -- BU =" Burnf ;
246     ECHO "" ;
247
248 *
249     EVALUATE Burni := Burnf ;
```

```
250     EVALUATE Timei := Timef ;
251 *
252  UNTIL index nbu = ;
253
254 ENDWHILE ;
255
256 **UTL: BURN :: DUMP ;
257
258 END: ;
259 QUIT .
260
261
262
263 END: ;
```

# ANNEXE C

## Comparaison des géométries d'assemblage définies pour le premier et le second niveau sous DRAGON

Ci-dessous est présentée la procédure `GEO:` utilisée au second niveau pour la méthode *MOC*. C'est une description précise de l'assemblage, avec la définition de six cellules carrées particulières.

```
PARAMETER GEOM_F2 ::
     EDIT 1
     ::: LINKED_LIST GEOM_F2 ;
;

MODULE END: GEO: ;

* rayons cellule fuel

REAL RCOMB ;
REAL RCOMB1 ;
REAL RCOMB2 ;
REAL RCOMB3 ;
REAL RCOMB4 ;

REAL COTE := 1.26208 ;
REAL DLEAU := 0.779259E-01 ;
REAL COTEX := COTE DLEAU + ;

EVALUATE RCOMB := 0.41266 ;
EVALUATE RCOMB1 := RCOMB 50. 100. / SQRT * ;
EVALUATE RCOMB2 := RCOMB 80. 100. / SQRT * ;
EVALUATE RCOMB3 := RCOMB 95. 100. / SQRT * ;
EVALUATE RCOMB4 := RCOMB ;
ECHO " " ;
ECHO "Rayons Pastille Fuel:" RCOMB1 RCOMB2 RCOMB3 RCOMB4 ;
ECHO " " ;

* Rayon exterieur de la gaine *
REAL RGAINC := 0.474364E+00 ;
ECHO "Rayon exterieur Gaine:" RGAINC ;
```

```
* fin rayons cellule fuel

* tube guide
REAL RTUBI := 0.563420E+00 ;
REAL RTUBE := 0.603490E+00 ;
* fin tube guide



GEOM_F2 := GEO: :: CAR2D 9 9 (*ASSEMBLAGE 17 X 17*)
           EDIT 1
           X- DIAG X+ REFL
           Y- SYME Y+ DIAG
 CELL C6 C5 C3 C6 C3 C3 C6 C3 C2
          C1 C1 C3 C1 C1 C3 C1 C2
             C1 C3 C1 C1 C3 C1 C2
                C6 C3 C3 C6 C3 C2
                   C1 C3 C3 C1 C2
                      C6 C3 C1 C2
                         C1 C1 C2
                            C1 C2
                               C4

::: C1 := GEO: CARCEL 6 (*CELLULE AVEC COMBUSTIBLE*)
                MESHX 0.0 <<COTE>>
                MESHY 0.0 <<COTE>>
                RADIUS 0.0
                <<RCOMB1>> <<RCOMB2>> <<RCOMB3>> <<RCOMB4>>
                <<RGAINC>>
                6.13180E-01
                MIX 6 7 8 9 5 4 4
;
::: C2 := GEO: CARCEL 6 (*CELLULE AVEC COMBUSTIBLE RECTANGULAIRE *)
                MESHX 0.0 <<COTEX>>
                MESHY 0.0 <<COTE>>
                RADIUS 0.0
                <<RCOMB1>> <<RCOMB2>> <<RCOMB3>> <<RCOMB4>>
                <<RGAINC>>
                6.13180E-01
                MIX 10 11 12 13 5 4 4
;
::: C3 := GEO: CARCEL 6 (*CELLULE AVEC COMBUSTIBLE*)
                MESHX 0.0 <<COTE>>
                MESHY 0.0 <<COTE>>
```

```
                RADIUS 0.0
                <<RCOMB1>> <<RCOMB2>> <<RCOMB3>> <<RCOMB4>>
                <<RGAINC>>
                6.13180E-01
                MIX 14 15 16 17 5 4 4
;
::: C4 := GEO: CARCEL 6 (*CELLULE AVEC COMBUSTIBLE ANGLE *)
                MESHX 0.0 <<COTEX>>
                MESHY 0.0 <<COTEX>>
                RADIUS 0.0
               <<RCOMB1>> <<RCOMB2>> <<RCOMB3>> <<RCOMB4>>
               <<RGAINC>>
                6.13180E-01
                MIX 18 19 20 21 5 4 4
;
::: C5 := GEO: CARCEL 6 (*CELLULE AVEC COMBUSTIBLE ANGLE *)
                MESHX 0.0 <<COTE>>
                MESHY 0.0 <<COTE>>
                RADIUS 0.0
               <<RCOMB1>> <<RCOMB2>> <<RCOMB3>> <<RCOMB4>>
               <<RGAINC>>
                6.13180E-01
                MIX 22 23 24 25 5 4 4
;
::: C6 := GEO: CARCEL 3 (* Tube Guide *)
                MESHX 0.0 <<COTE>>
                MESHY 0.0 <<COTE>>
                RADIUS 0.0 <<RTUBI>> <<RTUBE>> 0.63
                MIX 1 2 3 3
;
;



END: ;
QUIT .
```

Ci-après, un extrait de la procédure `GEO:` utilisée à l'étape $P_{ij}$. On effectue un regroupement de cellules.

```
GEOM_SS := GEO: :: CAR2D 9 9 (*ASSEMBLAGE 17 X 17*)
          EDIT 1
```

```
          X- DIAG X+ REFL
          Y- SYME Y+ DIAG
CELL C6 C5 C3 C6 C3 C3 C6 C3 C2
         C1 C1 C3 C1 C1 C3 C1 C2
            C1 C3 C1 C1 C3 C1 C2
               C6 C3 C3 C6 C3 C2
                  C1 C3 C3 C1 C2
                     C6 C3 C1 C2
                        C1 C1 C2
                           C1 C2
                              C4

MERGE  6  5  3  7  3  3  7  3  2
          1  1  3  1  1  3  1  2
             1  3  1  1  3  1  2
                7  3  3  7  3  2
                   1  3  3  1  2
                      7  3  1  2
                         1  1  2
                            1  2
                               4

TURN   A  A  C  A  A  C  A  A  A
          A  D  D  A  D  D  A  A
             C  B  E  C  B  E  A
                A  A  C  A  A  A
                   A  A  C  A  A
                      A  A  A  A
                         A  A  A
                            A  A
                               A
```

# ANNEXE D

## Extraits du script de sortie de PARCS pour le chapitre 6

Sous PARCS, on construit la géométrie du cœur en définissant des blocs parallélépipédiques (21.6 cm de côté en radial, 10 cm de long en axial). On en précise les sections efficaces (totale, d'absorption, de fission, de diffusion), les taux de production et les facteurs de discontinuité. On distingue le réflecteur et des tranches d'assemblage.

Ci-dessous, la définition des matériaux :

```
COMP_NUM    1 !URANIUM
BASE_MACRO 0.264836  9.45737E-03 7.27019E-03 1.0 1.56874E-02
           0.831338  9.42807E-02 0.153513    1.0
ADF 0.994 1.027
COMP_NUM    2 !MOX
BASE_MACRO 0.258226  1.48588E-02 1.16349E-02 1.0 1.18666E-02
           0.918289  0.279232    0.448681    1.0
ADF 0.980 1.151
COMP_NUM    3 !REFLECTOR
BASE_MACRO 0.854730  0.177252E-01  0.0     0.0    0.94844E-02
           0.467248  0.111478      0.0     0.0
```

La géométrie radiale est construite par :

```
PLANAR_REG  1

             3 3 3 3 3
         3 3 3 3 3 3 3 3 3
       3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3
     3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3
   3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3
   3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3
3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3
3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3
3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3
3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3
3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3
  3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3
```

```
   3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3
     3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3
       3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3
         3 3 3 3 3 3 3 3 3
             3 3 3 3 3

 PLANAR_REG  2

             3 3 3 3 3
         3 3 3 1 1 1 3 3 3
       3 3 1 1 1 1 1 1 1 3 3
     3 3 1 2 2 1 2 1 2 2 1 3 3
   3 3 1 1 2 1 1 1 1 1 2 1 1 3 3
   3 1 2 2 1 2 2 1 2 2 1 2 2 1 3
 3 3 1 2 1 2 1 1 1 1 1 2 1 2 1 3 3
 3 1 1 1 1 2 1 1 1 1 1 2 1 1 1 1 3
 3 1 1 2 1 1 1 1 1 1 1 1 1 2 1 1 3
 3 1 1 1 1 2 1 1 1 1 1 2 1 1 1 1 3
 3 3 1 2 1 2 1 1 1 1 1 2 1 2 1 3 3
   3 1 2 2 1 2 2 1 2 2 1 2 2 1 3
   3 3 1 1 2 1 1 1 1 1 2 1 1 3 3
     3 3 1 2 2 1 2 1 2 2 1 3 3
       3 3 1 1 1 1 1 1 1 3 3
         3 3 3 1 1 1 3 3 3
             3 3 3 3 3
```

Et la géométrie axiale est définie et remplie par :

```
= Axial Mesh Structure
    Plane     Mesh       Mid
    Number    Size      Point
       1     10.000      5.000
       2     10.000     15.000
       3     11.500     25.750
       4     11.500     37.250
       5     11.500     48.750
       6     11.500     60.250
       7     11.500     71.750
       8     11.500     83.250
       9     11.500     94.750
      10     11.500    106.250
      11     11.500    117.750
```

```
      12    11.500   129.250
      13    11.500   140.750
      14    11.500   152.250
      15    11.500   163.750
      16    11.500   175.250
      17    11.500   186.750
      18    11.500   198.250
      19    11.500   209.750
      20    11.500   221.250
      21    11.500   232.750
      22    11.500   244.250
      23    11.500   255.750
      24    11.500   267.250
      25    11.500   278.750
      26    11.500   290.250
      27    11.500   301.750
      28    11.500   313.250
      29    11.500   324.750
      30    11.500   336.250
      31    11.500   347.750
      32    11.500   359.250
      33    11.500   370.750
      34    11.500   382.250
      35    10.000   393.000
      36    10.000   403.000

= Number of Fuel Assemblies and Radial Fuel Nodes :     157  628
= Number of Radial Nodes :                              884
= Active Core Height and Voume :                        368.00    2.69560E
   +07



= Assignment of Planar Regions to Planes
      Plane      Plane  Planar Region
      Number     Type      Number
         1    Bottom Ref      1
         2    Bottom Ref      1
         3   Fuel Region      2
         4   Fuel Region      2
         5   Fuel Region      2
         6   Fuel Region      2
         7   Fuel Region      2
```

```
58          8   Fuel Region      2
59          9   Fuel Region      2
60         10   Fuel Region      2
61         11   Fuel Region      2
62         12   Fuel Region      2
63         13   Fuel Region      2
64         14   Fuel Region      2
65         15   Fuel Region      2
66         16   Fuel Region      2
67         17   Fuel Region      2
68         18   Fuel Region      2
69         19   Fuel Region      2
70         20   Fuel Region      2
71         21   Fuel Region      2
72         22   Fuel Region      2
73         23   Fuel Region      2
74         24   Fuel Region      2
75         25   Fuel Region      2
76         26   Fuel Region      2
77         27   Fuel Region      2
78         28   Fuel Region      2
79         29   Fuel Region      2
80         30   Fuel Region      2
81         31   Fuel Region      2
82         32   Fuel Region      2
83         33   Fuel Region      2
84         34   Fuel Region      2
85         35     Top Ref        1
86         36     Top Ref        1
```